



HAL
open science

Etude des effets des micro-ondes sur la magnéto-photoluminescence des gaz bidimensionnels électroniques.

Sébastien Moreau

► **To cite this version:**

Sébastien Moreau. Etude des effets des micro-ondes sur la magnéto-photoluminescence des gaz bidimensionnels électroniques.. domain_other. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00138993

HAL Id: tel-00138993

<https://theses.hal.science/tel-00138993>

Submitted on 28 Mar 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée par

Sébastien MOREAU

pour obtenir le titre de

Docteur de l'université Joseph Fourier-Grenoble I

**Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatismes et
Traitement du Signal**

Spécialité : Optique et radiofréquences

Etude des effets des micro-ondes sur la magnéto-photoluminescence des gaz bidimensionnels électroniques.

Soutenue publiquement le 22 février 2007 devant la commission d'examen :

S. Cristoloveanu, professeur, INP Grenoble, IMEP, Grenoble, président
J. Léotin, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse III, rapporteur
A. Raymond, Professeur, Université Montpellier II, GES, Montpellier, rapporteur
U. Gennser, directeur de recherche CNRS, LPN, Marcoussis, examinateur
M. L. Sadowski, chercheur associé, CNRS, LCMI, Grenoble, co-encadrant
M. Potemski, directeur de recherche, CNRS, LCMI, Grenoble, directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses CNRS-MPI/FKF
Grenoble

Remerciements

Je souhaite avant tout remercier André Raymond et Jean Léotin pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse en tant que rapporteurs, puis d'avoir donné une évaluation et un point de vue objectif sur l'ensemble de mon travail de thèse. Je remercie également Ulf Gennser pour sa participation à ce jury de thèse en qualité d'examinateur, puis Sorin Cristoloveanu pour avoir présidé cette commission d'examen. Je n'oublie pas, bien évidemment, les deux personnes sans qui ce travail de thèse n'aurait pas été réalisable, et qui méritent que je leur accorde un paragraphe particulier, j'ai nommé Marcin Sadowski mon co-directeur de thèse et Marek Potemski, mon directeur de thèse. Ce travail de thèse a débuté fin de l'année 2003, au sein du Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (LCMI-CNRS), pour s'achever en février 2007. Je remercie en conséquence le directeur de l'époque Gérard Martinez, dans un premier temps, pour m'avoir fait confiance et autorisé à développer ce travail de recherche. Un grand merci également à l'Institut Max Planck, à Stuttgart, pour m'avoir financé mes deux premières années de thèse. Je remercie enfin Jean-Louis Tholence, le nouveau directeur du LCMI, qui m'a permis de finir cette thèse dans de bonnes conditions.

La thèse est une aventure qu'il faut entreprendre pour se rendre compte réellement de la richesse des compétences qu'on y acquiert. En effet, difficile au départ par rapport à mon cursus universitaire, ces années de recherche m'ont permis de découvrir, jour après jour, un domaine de la physique que je connaissais peu. Dérouté au départ par un grand nombre de systèmes expérimentaux, dont les principes ne me parlaient que théoriquement, je remercie Marcin Sadowski pour avoir pris de son temps, de sa patience et de sa rigueur, pour m'enseigner l'usage de chacun d'entre eux. Merci également pour avoir instauré ce climat de bonne humeur et pour ton aide précieuse tout au long de ces années de collaboration. Bonne chance pour la suite Marcin!!! Comment oublier à présent mon directeur de thèse, Marek Potemski, pour avoir complété de sa fascinante expérience de physicien, mon travail de thèse. Tu as su m'enseigner et me faire apprécier les rouages et fondements de la physique, qui une fois sortis de ta bouche, semblent se transformer en une symphonie dont toi seul détient la partition originale. Au delà de ta vaste richesse scientifique, tes qualités humaines et ta détermination ont fait que cette thèse aboutisse convenablement. Je ne te remercierai jamais assez Marek pour tout ce que tu as fait pour moi et tout ce que tu m'as enseigné!!! Il y a également tous mes collaborateurs de cette alliance locale franco-polonaise à qui je souhaite la réussite qu'ils méritent, et qui ont apporté un peu de gaieté féminine, je veux parler de Paulina Plochocka et Barbara Chwalisz-Pietka. Merci à Andrzej Wyszomolek, Adam Babinski pour tout ce qu'ils ont pu m'apporter. Également merci à Oleh Fedorych pour ses innombrables pauses café. Un grand merci également à Luis Viña pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire durant ces trois mois en Espagne.

L'ensemble de ce travail de thèse n'aurait pas été envisageable sans des échantillons de très bonne qualité. C'est pourquoi, je remercie les personnes et les laboratoires qui ont participé à la croissance de ces structures bidimensionnelles, à savoir Y. Hirayama du NTT Basic Research

Laboratory à Atsugi au Japon et Z.R. Wasilewski de l'Institut des Sciences des Microstructures (IMS) du Conseil National de la recherche à Ottawa, au Canada (CNRC). Je remercie toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu discuter, que ce soit à la pause café, durant les pots, ou encore dans les couloirs. Merci donc à Ilya Sheikin, Albin De Muer, Romain Barbier, Carole Duboc, Anne-Laure Barra, Eric Mossang, Christiane Warth- Martin, Claude Berthier, Sophie de Brion-Ravel, Christophe Trophime, Frédéric Di chiaro, Yvan Breslavetz, Rita Tasca. Merci aux opérateurs, Régis Milanole, Laurent Lozano, pour leur soutien et accompagnement au cours des longues soirées d'expérimentations. Je tiens aussi à remercier l'ensemble du service électronique qui ont été disponible quand j'ai eu besoin d'eux, l'ensemble du personnel de l'atelier, en particulier Jean Florentin qui me motivait en relevant tous les défis techniques que je lui lançais, tout comme Adeline Richard qui a usé de son temps pour mener à bien certains de mes projets. Également un grand merci à tout le service administratif, Gislaïne Meneroud pour son aide précieuse pour la relecture de ce mémoire, et Amélie Pic, dont le sourire du lundi matin suffit à se motiver pour la semaine. Non!!! je ne vous oublie pas, bien entendu le service informatique, parmi lequel, mes collègues et aujourd'hui amis, j'ai nommé monsieur Thomas Dolmazon, et Mister Sébastien Buisson, ou Seb Edwards pour les intimes, toujours en proie à des jeux de mots de plus en plus fou et pour qui j'ai une grande amitié. Restez comme vous êtes, ne changez rien et profitez du temps présent les gars!!!

Comme je l'ai dit, la thèse est une aventure, et il m'a été amené de croiser, rencontrer, à plus ou moins long terme, des personnes que j'aimerais également remercier, comme les thésards ou bien les post-docs. Je commencerai par remercier Clément Faugeras qui a accompli son rêve en devenant membre permanent du LCMI, mais qui est devenu, avant tout, papa, et avec qui c'est toujours un plaisir de discuter. Un énorme merci à Francisco Terán, qui chante sa joie de vivre sur un rythme espagnol effréné, et qui fut mon maître spirituel à mes débuts. Merci à Benjamin Piot, mon compatriote thésard, toujours partant pour des soirées endiablées sur les fronts grenoblois. Merci également pour ton amitié camarade et fais attention là-bas en vélo...à poils!!! Comme tu l'as dit Benji, je pense primordiale de remercier notre petite Yvonne, qui bien des fois nous a remis de bon matin sur le droit chemin de la raison. Merci et bonne chance également à Vincent Renard, Sami Sassine et Petr Neugebauer. Je remercie également D. K. Maude, pour son aide occasionnelle et sa sympathie.

En ce qui concerne mon entourage proche, je tire mon chapeau à ma Nougette (elle se reconnaîtra!!!), qui a survécu à mes sursauts d'humeurs et de stress tout en gardant sa légendaire patience et gentillesse. Tu es un amour...!! Mes derniers remerciements vont à ma famille. Je remercie du fond du coeur mes parents qui m'ont toujours soutenu et laissé libre de mes choix, sans trop savoir parfois dans quoi je me lançais. Pour moi, je suis allé au bout, mais ma plus grande fierté aujourd'hui est d'avoir des parents comme vous, qui ont cru en moi. Mes trois sublimes soeurs, Angélique, Marina et Déborah m'ont également donné la force d'arriver là où je suis aujourd'hui en m'accordant à distance un peu de leur temps. J'attache une toute dernière pensée à Coco, qui deviendra, j'en suis persuadé, un grand footballeur... L'important dans la vie n'est pas de croire en ses rêves, mais de tout faire pour qu'ils se réalisent...

Table des matières

1	État de l'art	1
1.1	Plan du mémoire	3
1.	Introduction	9
1.2	Semi-conducteurs et méthode de "modulation de dopage"	9
1.3	Propriétés des GE2D à $B = 0$ T	10
1.3.1	Densité d'états	10
1.3.2	Fonction de distribution de Fermi-Dirac, n_e et E_F	12
1.3.3	Excitations à une particule	13
1.3.4	Les plasmons	14
1.4	Propriétés des GE2D à $B \neq 0$ T	16
1.4.1	Structure des bandes d'énergie	16
1.4.2	Magnéto-plasmons	18
1.5	Etude de la conductivité en champ magnétique	18
1.5.1	Tenseur résistivité	19
1.5.2	Les oscillations de Shubnikov-de-Haas	20
1.5.3	L'effet Hall quantique entier	22
1.5.4	L'effet Hall quantique fractionnaire	25
1.5.5	Excitations inter- et intra-bande	26
1.5.6	La résonance cyclotron électronique	27
1.5.7	Introduction des MIROs	28
1.6	Objectifs	29
	Bibliographie	31
2	Description des systèmes expérimentaux	33
2.1	Cryogénie et champ magnétique	33
2.2	Les spectromètres et leurs caméras CCD	34
2.2.1	Monochromateur RAMANOR U1000	34
2.2.2	Monochromateur SpectraPro SP-2360-P, ACTON	35

2.2.3	Spectromètre à transformée de Fourier	36
2.2.4	Spectromètre RPE	37
2.3	Les générateurs d'ondes électromagnétiques	38
2.4	Boîtier d'alimentation de la diode Gunn	39
2.5	Le bolomètre	39
2.6	Le chopper	40
2.7	Mesures de magnéto-photoluminescence	40
2.8	Principe des mesures de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes	42
	Bibliographie	47
3	Caractérisation des échantillons	49
3.1	Présentation des échantillons	49
3.1.1	Puits quantique NTTA	49
3.1.2	Hétérostructure M1707	50
3.2	Mesures de magnéto-résistance	51
3.3	Photoluminescence à $B = 0$ T	54
3.3.1	L'optique inter-bandes	54
3.4	Photoluminescence à $B \neq 0$ T	57
3.4.1	Détermination de la concentration électronique n_e	59
3.4.2	Détermination de la masse effective m_e^*	62
3.5	Mesures par spectroscopie de Fourier	63
3.6	Mesures de magnéto-résistance sous irradiation micro-ondes	64
	Bibliographie	67
4	Effets des micro-ondes sur la magnéto-PL	69
4.1	Etude des comportements résonants	70
4.1.1	Régime à fort champ magnétique	70
4.1.2	Régime à faible champ magnétique	74
4.2	Caractère bidimensionnel de la réponse	80
4.3	Modification des températures T_e, T_h	83
4.3.1	Modélisation	84
4.4	Effets subtils	89
4.4.1	Fonction de distribution électronique hors-équilibre	89
4.4.2	Harmonique de la résonance cyclotron électronique	96
4.5	Mesures de magnéto-absorption	98
	Bibliographie	104
5	Conclusion générale	107

A Résonance cyclotron des fermions composites	109
B Autre exemple de magnéto-PL	115
C Fonction de distribution hors équilibre	117
D Collisions entre électrons et impuretés	121
E Modèle d'absorption des micro-ondes	125
F Rappels sur les cavités EM	129
F.0.1 Modes résonants dans une cavité cylindrique	131
F.0.2 Modes résonants dans une cavité rectangulaire	131
G Étalonnage du champ magnétique	135
H Réalisations complémentaires	139
H.1 Programme de synchronisation externe PIMAX	139
H.2 Schéma électronique du boîtier d'alimentation (diode Gunn)	140
Bibliographie	140

Chapitre 1

État de l'art

Les récentes découvertes sur les semi-conducteurs de basse dimensionnalité font, aujourd'hui de ce thème, l'un des axes de recherche les plus attractifs dans le domaine de la physique de l'état solide. En effet, l'avancée actuelle des nouvelles technologies, dans la miniaturisation puis dans les procédés de croissance de plus en plus performants, permettent aujourd'hui l'étude de matériaux vraiment purs électroniquement. L'un des facteurs importants pour l'avenir industriel est l'acheminement de l'information à très grande vitesse; c'est pourquoi, de nombreuses études sont nécessaires afin de comprendre la réponse d'un système d'électrons sous champ électromagnétique de haute fréquence. C'est dans cet esprit qu'ont été entreprises des mesures électriques, sous champ magnétique, lesquelles ont révélé des phénomènes nouveaux, comme par exemple le fait que la résistance longitudinale d'un système bidimensionnel électronique de haute mobilité oscillait lorsqu'elle était soumise à une irradiation micro-ondes [1][2][3]. Ces oscillations (ou MIROs) ont pour particularité d'avoir une périodicité qui correspond au rapport de l'énergie électromagnétique d'excitation, sur l'énergie cyclotron.

L'objectif principal de ce travail est d'étudier optiquement et de manière générale, la réponse d'un système bidimensionnel électronique en champ magnétique et sous irradiation électromagnétique. Pour cela, nous avons utilisé la photoluminescence (PL) pour venir sonder directement les propriétés électronique du système 2D. Les mesures procurent ainsi des informations complémentaires, grâce à un système optique très performant, utilisant notamment une caméra CCD rapide de dernière génération. Le système optimisé et de haute définition permet une étude approfondie sur une large gamme de champ magnétique disponible au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (LCMI).

Nous utilisons le champ magnétique pour étudier la matière et en déterminer ses pro-

priétés électriques ou encore optiques. A ce jour, de nombreuses recherches ont été menées dans ce domaine, et nous pouvons citer des prix Nobel, dont certains ont été décernés en physique, d'autres en chimie et en médecine, pour des découvertes de phénomènes fondamentaux ou encore pour de l'instrumentation développée autour des champs magnétiques. L'ensemble de ces prix Nobel sont récapitulés dans le tableau (1) ci-dessous.

Année	Prix Nobel liés aux champs magnétiques
1902	Physique : H.A. Lorentz and P. Zeeman : Effets magnétiques sur la radiation
1939	Physique : E. Lawrence : Développement du cyclotron
1943	Physique : O. Stern : Moment magnétique du proton
1944	Physique : I. Rabi : RMN des atomes et molécules
1952	Physique : F. Bloch, E. Purcell : RMN dans la matière condensée
1955	Physique : P. Kusch : Mesure du moment magnétique de l'électron
1970	Physique : L. Neel : Anti-ferromagnétisme, ferrimagnétisme
1977	Physique : P. Anderson, N. Mott, J. van Vleck : Systèmes magnétiques et désordonnés
1985	Physique : K. von Klitzing : L'effet Hall quantique
1991	Chimie : R. Ernst : RMN bidimensionnelle et par transformée de Fourier
1998	Physique : R. Laughlin, H. Stormer, D.Tsui : L'effet Hall quantique fractionnaire
2002	Chimie : K. Wuthrich : RMN des macromolécules biologiques
2003	Médecine : P. Lauterbur, P. Mansfield : Imagerie par résonance magnétique

Le confinement bidimensionnel d'électrons dans une couche de quelques nanomètres, et sous champ magnétique, a en particulier permis la découverte de l'effet Hall quantique entier (EHQ) [4] et fractionnaire (EHQF) [5], récompensée par un prix Nobel, et nous aurons souvent l'occasion d'y faire référence tout au long de ce mémoire.

La méthode utilisée pour la mesure des spectres de photoluminescence (PL) sous irradiation micro-ondes est la technique de détection optique de la résonance cyclotron (ODCR). En effet, ce procédé est une extension de la détection de la résonance cyclotron classique, pour la première fois pratiquée dans le Silicium et le Germanium, il y a plus de 50 ans [6]. Cette technique de mesure est parfaitement adaptée à l'étude des paramètres des bandes d'énergie, ainsi qu'à l'étude des mécanismes de recombinaisons radiatives et des oscillations quantiques. En utilisant le principe de mesure ODCR, l'amplitude de la PL change en appliquant des puissances électromagnétiques, et est perturbée par la fréquence et le champ magnétique externe [7]. Dans les expérimentations conventionnelles de CR,

l'absorption électromagnétique directe de l'ensemble de la structure semi-conductrice est mesurée, et il est par conséquent difficile de distinguer individuellement la contribution de chacune des couches constituant l'échantillon. Bien que cette technique soit aujourd'hui maîtrisée, il n'en reste pas moins de nombreuses interrogations concernant l'impact des micro-ondes sur les porteurs de charges et les procédés de recombinaisons radiatifs ou non. Le travail présenté dans ce mémoire explore les divers comportements de la PL pour des fréquences micro-ondes et gammes de champ magnétique différentes.

1.1 Plan du mémoire

Le premier chapitre de ce mémoire introduit les bases théoriques, les relations, et le vocabulaire indispensable pour la compréhension de l'ensemble de cette étude. Il présente, dans un premier temps, une technique d'élaboration très utilisée aujourd'hui pour améliorer la pureté des gaz électroniques bidimensionnels. Puis, sera détaillé tout ce qu'il faut savoir sur ces structures électroniques, d'abord pour un champ magnétique nul, puis en présence d'un champ magnétique. Ceci qui nous permettra de présenter des effets bien connus comme les oscillations de Shubnikov-de Haas et l'effet Hall quantique entier et fractionnaire, pour lesquels nous détaillerons leurs théories respectives. Nous présenterons enfin des résultats de mesures magnéto-électriques sous irradiation micro-ondes, qui ont notamment révélé le phénomène des MIROs.

Le second chapitre est consacré à la description des outils expérimentaux, utilisés pour l'ensemble des mesures de photoluminescence en champ magnétique et sous irradiation micro-ondes. Ceci inclut l'ensemble des dispositifs permettant de travailler dans des gammes très basses de températures, une description de la bobine supraconductrice utilisée pour obtenir le champ magnétique requis, puis toute l'instrumentation : spectromètres, améras CCD associées et générateurs d'ondes électromagnétiques. Nous présenterons, par la suite, la méthode et le procédé expérimental utilisés pour l'obtention de spectres de magnéto-PL classiques; nous terminerons en expliquant précisément la démarche à suivre pour distinguer les effets induits par les micro-ondes sur les spectres de magnéto-PL d'un GE2D.

Le troisième chapitre débute par une description détaillée de chacun des échantillons que nous utiliserons pour notre étude; nous confirmerons leur excellente qualité grâce des mesures magnéto-électriques. Ensuite, nous présentons les mécanismes théoriques à l'origine des spectres de photoluminescence, d'abord à champ magnétique nul puis pour des champs magnétiques plus intenses. Nous expliquerons comment évolue la

concentration des porteurs de charges en fonction des puissances d'illumination optique sur les spectres de magnéto-PL, en expliquant notamment la méthode pour calculer cette concentration électronique. Enfin, nous utiliserons des mesures de transmission FIR pour le calcul de la masse effective électronique des échantillons, et nous terminerons en présentant le phénomène des MIROs pour différentes fréquences d'irradiation micro-ondes.

Dans le quatrième chapitre, nous explorerons expérimentalement, pour des gammes de champ magnétique étendues, la réponse optique de la magnéto-photoluminescence des gaz électroniques bidimensionnels, lorsqu'ils sont soumis à des excitations de type micro-ondes. Nous mettrons en évidence l'effet de non-parabolicité dans l'arséniure de gallium, pour des forts champs magnétiques, à l'aide de mesures de photoluminescence sous irradiations micro-ondes utilisant un laser infra rouge lointain (FIR). Nous démontrerons que l'absorption des micro-ondes s'effectue uniquement à travers le système électronique bidimensionnel grâce à des mesures de PL en champ magnétique incliné. Puis nous utiliserons un modèle simple de photoluminescence d'un GE2D, pour étudier les effets engendrés sur la température des porteurs. D'autres effets moins prononcés sur les spectres de PL seront explorés, ce qui permettra de faire le lien avec certaines théories récentes concernant l'absorption des micro-ondes dans un GE2D pour expliquer le phénomène des MIROs. Ceci implique la génération d'une nouvelle fonction de distribution électronique ainsi que la présence dans les spectres de magnéto-PL de structures complémentaires pouvant correspondre aux harmoniques de la résonance cyclotron électronique. Enfin, des mesures d'absorption micro-ondes, en parallèle avec des mesures de magnéto-PL, montreront la présence d'excitations collectives à champ magnétique plus faible, que nous caractériserons.

Bibliographie

- [1] M.A. Zudov, R.R. Du, J.A. Simmons, and J.L. Reno, *Phys. Rev B* **64**, 201311(R) (2001).
- [2] M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiker, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 0468075 (2003).
- [3] R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W.B. Johnson, and V. Umansky, *Nature (London)* **420**, 646 (2002)
- [4] K. von Klitzing, G. Dorda, et M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494(1980)
- [5] D. C. Tsui, H. L. Stormer and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett* **48**, 1559 (1982)
- [6] G. Dresselhaus, A.F Kip, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **98**, 368-384 (1955)
- [7] M. Kozhevnikov, *Phys. Rev B* **62**, 8062 (2000).

Chapitre 1

Introduction

Introduction

Dans ce chapitre, nous introduirons le langage et les outils théoriques indispensables à la compréhension de ce mémoire. Dans un premier temps, nous présenterons un procédé d'élaboration utilisé au cours de la croissance des structures semi-conductrices pour améliorer les propriétés électroniques des gaz bidimensionnels électroniques. Les principales grandeurs et relations caractéristiques de ces systèmes 2D électroniques seront rappelées, d'abord à champ magnétique nul puis à champ magnétique différent de zéro. Nous rappellerons théoriquement les effets connus et induits par le champ magnétique, à travers des résultats de mesures et de simulations. Enfin, nous présenterons des effets intrigants qui apparaissent lorsqu'en plus du champ magnétique, nous appliquons des ondes électromagnétiques. Enfin nous décrirons les objectifs de notre travail.

1.2 Semi-conducteurs et méthode de "modulation de dopage"

Les avancées technologiques dans le domaine de la croissance des semi-conducteurs, comme l'épitaxie par jet moléculaire (MBE), ou encore les dépôts par vaporisation chimique métal-organique (MOCVD), permettent aujourd'hui de fabriquer "à la carte" toutes sortes de structures semi-conductrices. Nous nous intéressons dans ce mémoire à des structures de type puits quantique et hétérostructure, lesquelles possèdent des propriétés électroniques intéressantes, notamment lorsque qu'un certain nombre d'électrons sont confinés dans le même plan.

La concentration de porteurs libres dans un semi-conducteur non dopé est, à l'origine, très faible, c'est pourquoi, afin d'augmenter leur nombre, on injecte des dopants au cours de la croissance, comme par exemple des atomes de Si pour le GaAs. Ces impuretés vont s'ioniser, libérant un électron (dopage n), ou au contraire capturant un électron (dopage p). Du fait de l'attraction coulombienne entre les électrons et les donneurs ionisés, plus le nombre de dopants ionisés est important, plus les électrons perdent de leur mobilité à

basse température. Afin de remédier à ce problème, on utilise un procédé d'élaboration consistant à injecter des dopants dans une couche fine, puis faire croître successivement un matériau de grand gap, non dopé, avec un matériau de gap plus faible.

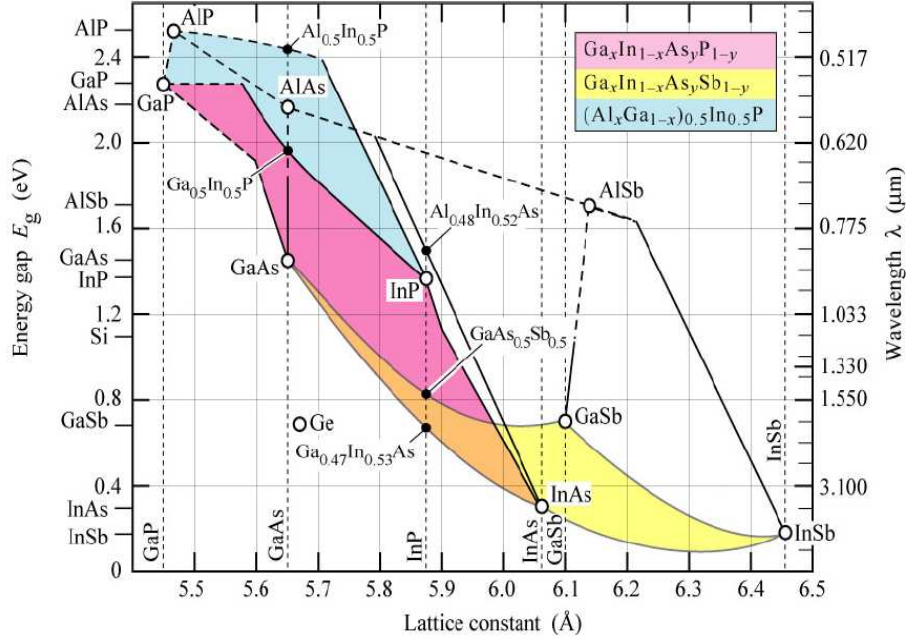


Fig. 1.1 Energie de gap et longueur d'onde en fonction des paramètres de maille pour les alliages III - V [1].

En effet, dans le but de maintenir le potentiel chimique, les électrons diffusent AlGaAs vers GaAs, ce qui crée un potentiel triangulaire. Piégés, les électrons, libérés par les dopants localisés dans le matériau de grand gap, forment une structure bidimensionnelle électronique appelée "gaz" (GE2D). Ces électrons sont physiquement isolés des impuretés ionisées contenues dans AlGaAs, et sont par conséquent très faiblement soumis à leurs interactions. De ce fait, plus les donneurs ionisés de *Si* sont éloignés du GE2D, et plus la mobilité électronique est importante. Cette méthode, appelée couramment "modulation de dopage" (modulation doping), est aujourd'hui incontournable et très utilisée pour l'obtention de GE2D de haute mobilité [2][3].

1.3 Propriétés des GE2D à $B = 0$ T

1.3.1 Densité d'états

Les électrons qui constituent le GE2D ne peuvent se déplacer que selon le plan (x,y) avec un mouvement sur l'axe de croissance z qui est supprimé, dû au potentiel de la

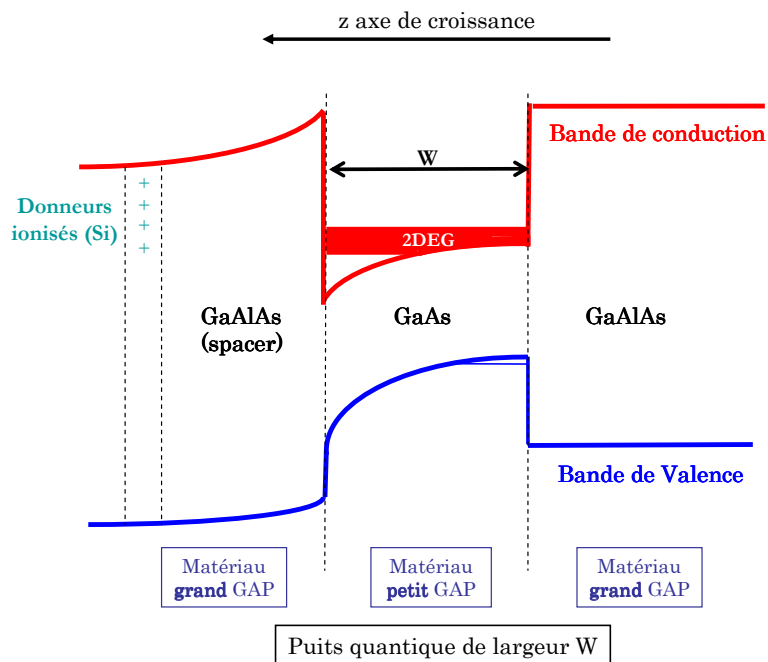


Fig. 1.2 Représentation d'un puits quantique de GaAs, où est obtenu un gaz électronique bidimensionnel selon le procédé d'élaboration "modulation de dopage".

barrière. Ce confinement spatial entraîne l'apparition de sous-bandes d'énergie, aussi bien dans la bande de conduction (BC) que dans la bande de valence (BV), lesquelles possèdent une densité d'états (DOS) constante. Cette densité d'états par unité d'aire et unité d'énergie est définie selon [4] par la relation (1.1) ci-dessous, où g_v est le facteur de dégénérescence de vallée qui nous renseigne sur les bandes d'énergie équivalentes, avec un facteur 2 pour la dégénérescence de spin.

$$D(E) = \frac{g_v m_e^*}{\pi \hbar^2} \quad (1.1)$$

Les structures étudiées font partie de la famille des semi-conducteurs III-V, qui ont pour particularité d'être *univallés*, ou encore d'avoir le minimum de la BC qui correspond au maximum de la BV, et ce, au point Γ de la zone de Brillouin (l'équivalent de $\vec{k} = (0, 0, 0)$). Cette singularité est présente pour toute cette famille de semi-conducteurs, excepté pour AlAs, AlP, GaP qui sont *multivallés*. Dans notre cas, l'arséniure de gallium est univallé ce qui donne $g_v = 1$, et une densité d'états électronique constante, rappelée à la relation (1.2).

$$D_{2D} = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} \quad (1.2)$$

Chacune des sous bandes d'énergie possède une densité d'états constante, et égale à

$2.797 \cdot 10^{10} \text{ meV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ avec $m_{GaAs}^* = 0.067 \cdot m_0$. La dispersion d'un électron, en fonction de \vec{k}_{\parallel} , le vecteur d'onde défini dans le plan (x,y), est rappelée également à l'équation (1.3), où m_e^* est la masse effective électronique.

$$E(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}_{\parallel}^2}{2m_e^*} \quad (1.3)$$

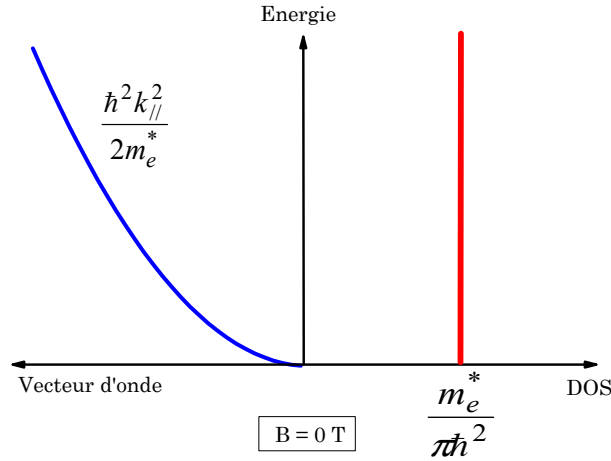


Fig. 1.3 Dispersion et densité d'états électronique d'une sous bande d'énergie.

1.3.2 Fonction de distribution de Fermi-Dirac, n_e et E_F

L'état fondamental d'un système est défini comme un système équilibré constitué de N électrons à $T = 0 \text{ K}$. Lorsque cet équilibre est rompu, certains états d'énergie, vides à l'origine, se peuplent et la fonction de distribution de Fermi-Dirac, donnée à l'expression (1.4), renseigne sur la probabilité qu'un électron se trouve dans un état d'énergie E à une température T , avec E_F l'énergie de Fermi définie comme l'énergie du niveau rempli le plus élevé, T la température en Kelvin, et k_B la constante de Boltzmann égale en unité d'énergie à 0.086 meV/K .

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E - E_F(T)}{k_B T}\right] + 1} \quad (1.4)$$

La concentration électronique n_e pour une température T donnée, est le nombre d'électrons répartis sur les états occupés $D(E)$. Elle est définie à la relation (1.5), où E_C correspond à l'énergie du minimum de la bande de conduction.

$$n_e = \int_{E_c}^{+\infty} D(E) \cdot f(E, k_B T) dE \quad (1.5)$$

Comme la densité d'état électronique dans un système 2D est constante, le calcul de n_e pour une température $k_B T \mapsto 0$ donne une concentration électronique constante dont l'expression est donnée en (1.6).

$$n_e = \frac{m_e^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \right) = \frac{E_F}{\pi \hbar^2} m_e^* \quad (1.6)$$

Par exemple, pour un puits quantique renfermant une concentration électronique $n_e = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, l'énergie de Fermi calculée est égale à $E_F = 7.15$ meV.

Comme la concentration électronique n_e est constante quelle que soit la température, l'énergie de Fermi évolue par conséquent avec T , et s'exprime ci-dessous.

$$E_F(T) = k_B T \ln \left[\exp \left(\frac{n_e}{k_B T D_{2D}} \right) - 1 \right] \quad (1.7)$$

1.3.3 Excitations à une particule

Un électron qui quitte son équilibre thermodynamique passe dans un état dit "excité". L'origine de cette excitation peut être de diverses natures, comme par exemple, d'ondes électromagnétiques (EM) ou encore d'ondes acoustiques. Le cas le plus simple est l'excitation à une particule, comme l'électron par exemple, dont la relation de dispersion $E(\vec{k}_{\parallel})$ est rappelée dans le paragraphe 1.3.1. Les transitions d'un état occupé à un état vide ne sont possibles que pour les états d'énergie situés au delà de l'énergie de Fermi E_F , à $T = 0\text{K}$, comme schématisé sur les figures (1.4).

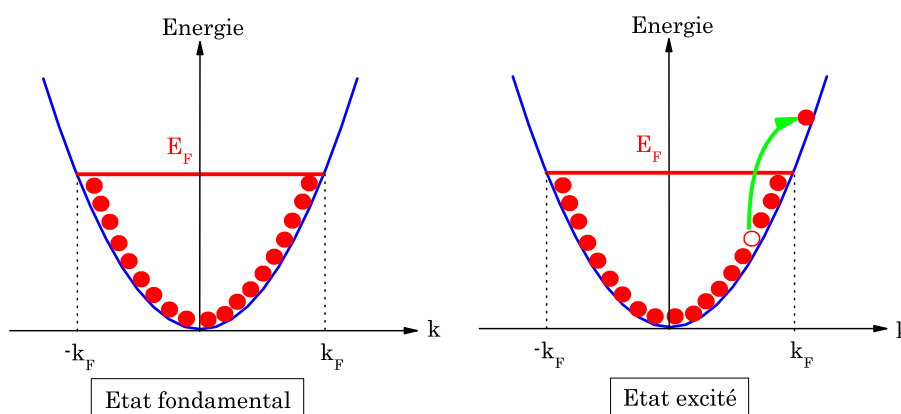


Fig. 1.4 Transition électronique engendrée par une perturbation. Tous les électrons dont l'énergie d'excitation est suffisante pour atteindre le niveau de Fermi E_F peuvent transiter de manière similaire.

Le vecteur d'onde k_F est associé à l'énergie de Fermi E_F et on suppose une excitation caractéristique q . Ainsi, pour un électron situé dans un état initial de vecteur d'onde k_i , et poussé sur un état final k_f , on peut écrire la relation (1.8) ci-dessous.

$$k_f - k_i = q \quad (1.8)$$

On définit deux domaines d'étude, selon que $q < 2k_F$ (1.9) où $q > 2k_F$ (1.10). On détermine ainsi, en utilisant ces deux relations, toutes les transitions énergétiques possibles $\Delta E(q)$ représentées en orange sur la figure (1.5).

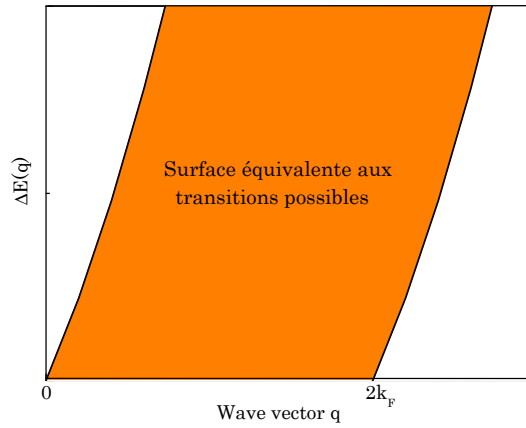


Fig. 1.5 Représentation de l'ensemble des transitions énergétiques possibles.

$$\Delta E(q) = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \cdot q(q + 2k_F) \quad (1.9)$$

$$\Delta E(q) = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \cdot q(q - 2k_F) \quad (1.10)$$

1.3.4 Les plasmons

On considère, à présent, un système 2D d'électrons avec une concentration électronique $n_e = n_0$ et de permittivité diélectrique $\varepsilon_0 \varepsilon_r$, où ε_0 et ε_r sont respectivement la permittivité du vide et celle relative au milieu, avec $\varepsilon_0 = 1/(36\pi \cdot 10^9) F.m^{-1}$. Une fois perturbé, ce système permute dans un état excité, représenté sur la figure (1.6), de telle sorte que l'expression de la concentration électronique devient $n_e = n_0 + \Delta n(q, t)$, où q est le vecteur d'onde égal à $2\pi/\lambda$. La loi de conservation de la charge électrique, rappelée à l'équation (1.11), induit une densité de courant avec un vecteur déplacement exprimé à la relation (1.12), où χ est la susceptibilité électrique.

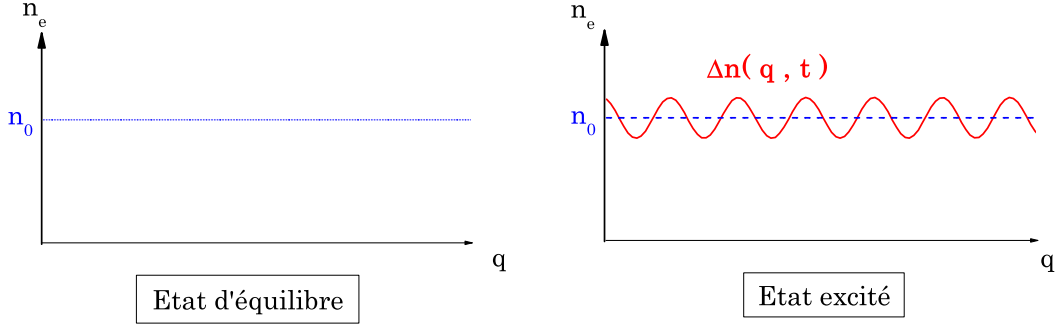


Fig. 1.6 État à l'équilibre puis excité d'un système 2D d'électrons.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon \vec{E} (1 + \chi) \quad (1.12)$$

La susceptibilité est le déphasage produit entre les dipôles créés et le champ électrique \vec{E} . Dit autrement, il représente le temps nécessaire aux dipôles pour s'aligner selon le vecteur \vec{E} . Si le champ électrique est orienté selon x , le vecteur polarisation s'exprime sous la forme $P = -n_e e x$, avec e la charge de l'électron, et x la distance qui sépare les charges du dipôle. L'expression littérale de x s'obtient en résolvant l'équation de mouvement de l'électron, excité sinusoidalement. Elle est présentée à l'équation (1.13), dans le domaine de Fourier et dans un système sans collision, pour permettre d'obtenir plus facilement l'expression du vecteur déplacement, donné en (1.14).

$$m_e^* \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{m_e^*}{\tau} \vec{v} = -e \vec{E} \quad (1.13)$$

$$D(\omega) = \varepsilon(\omega) E(\omega) \left(1 - \frac{n_e e^2}{\varepsilon \omega^2 m_e^*} \right) = \varepsilon(\omega) E(\omega) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (1.14)$$

La dispersion (1.15) des ondes électromagnétiques dans un plasma 3D permet de déduire la fréquence de plasma ω_p , à $q = 0$, donnée en (1.16).

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 q^2 \quad (1.15)$$

$$\omega_p^2(q = 0) = \frac{n_e e^2}{m_e^* \varepsilon} \quad (1.16)$$

La densité de courant électrique induite $j(\omega, q)$ permet, d'après les équations bien connues de Maxwell, d'obtenir l'équation de propagation 1.17 dans le matériau [5].

$$\mu_0 \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = \nabla^2 E + \frac{4\pi}{c^2} \vec{j} \quad (1.17)$$

Dans un système 2D d'électrons, la résolution de l'équation (1.17) devient plus complexe, et la dispersion d'un plasmon 2D prend la forme (1.18) ci-dessous [6][7].

$$\omega_p^2(q) = \frac{2\pi n_e e^2}{m_e^* \epsilon} \cdot q \quad (1.18)$$

1.4 Propriétés des GE2D à $\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$ T

1.4.1 Structure des bandes d'énergie

Un champ magnétique externe \vec{B} , appliqué parallèlement à la normale du plan (x, y) , perturbe le comportement des électrons du système 2D. L'électron décrit alors une orbite dite "orbite cyclotron" autour de ce champ magnétique, à une fréquence $\omega_c = eB/m_e^*$. Il est séparé du centre de rotation, qui lui est fixe, d'un rayon $r = v_e/\omega_c$, où v_e est la vitesse de l'électron. Vue de la mécanique classique, le rayon r prend une valeur arbitraire ce qui permet à la particule d'accéder à un continuum d'états énergétiques. Du point de vue quantique, le problème se ramène au cas particulier de l'atome d'hydrogène et de son électron unique. En effet, le moment angulaire L de l'électron est de la même manière quantifié, et est un multiple de $(n + \gamma)\hbar$, selon le postulat de Bohr-Sommerfeld, où $n = 1, 2, \dots$. γ est la correction de phase qui vaut $1/2$ pour les électrons libres [8]. La définition de ce moment angulaire est donnée à la relation (1.19).

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p} = r m_e v_e = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \quad (1.19)$$

Lorsqu'on injecte l'expression de r dans l'expression (1.19) en fonction de ω_c , on obtient l'expression (1.20) des états d'énergie possibles.

$$E(B) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad (1.20)$$

Les niveaux d'énergie en champ magnétique sont ainsi quantifiés et appelés *niveaux de Landau*. Le spin électronique provoque une levée de dégénérescence de ces niveaux de Landau qui donne lieu à une énergie complémentaire, dite énergie de Zeeman E_Z , et définie à la relation (1.21), où μ_B est le magnéton de Bohr électronique et g est le facteur gyromagnétique de Landé.

$$E_Z = g \mu_B B \quad (1.21)$$

Par conséquent, l'énergie totale en fonction du champ magnétique est la somme des deux contributions, soit l'expression (1.22), avec n toujours un entier.

$$E_{n,\pm}(B) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \pm \frac{1}{2}g\mu_B B \quad (1.22)$$

Pour situer quelques ordres de grandeurs, dans le cas de l'arséniure de gallium avec une masse effective $m_e^* = 0.067m_0$, l'énergie cyclotron électronique est de $\hbar\omega_c = 1.728meV/T$ et l'énergie de Zeeman de $25\mu eV/T$, pour un g-facteur de -0.44. La dégénérescence d'un niveau de Landau (1.23) est $D = 2.4 \cdot 10^{10} cm^{-2}/T$ états par niveau de Landau dégénéré de spin.

$$D = \frac{e}{h} B \quad (1.23)$$

En théorie, ces états sont considérés comme discrets mais dans la réalité, leur comportement est similaire à des fonctions Lorentziennes. En effet, les niveaux de Landau ont une largeur à mi-hauteur Γ liée au désordre, c'est-à-dire aux variations du potentiel électrostatique vu par les électrons. Ces variations sont, par exemple, liées aux impuretés ou encore aux rugosités d'interfaces, ce qui réduit considérablement le temps de vie τ des électrons.

La densité d'états $g(E, B)$, rappelée à l'équation (1.24), s'exprime alors comme la somme de fonctions Lorentziennes centrées aux énergies E_n et normalisées. On distingue alors deux régimes, selon les ordres de grandeur du rapport de $\hbar\omega_c$ sur Γ , lesquels sont donnés en illustration sur la figure (1.7).

$$g(E, B) = \frac{\hbar\omega_c}{\pi\Gamma} \sum_n \frac{1}{1 + \frac{(E-E_n)^2}{\Gamma^2}} \quad (1.24)$$

Lorsque $\hbar\omega_c < \Gamma$, les niveaux de Landau se recouvrent. L'enveloppe de la densité d'états rappelle, dans ce cas, un comportement oscillatoire dont l'expression est donnée en (1.25).

$$\begin{aligned} g(E, B) &= 1 + 2 \cdot \sum_s \exp\left(\frac{-2\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi Es}{\hbar\omega_c} - s\pi\right) \\ &\approx 1 + 2 \exp\left(\frac{-2\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c} - \pi\right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Au contraire, lorsque $\hbar\omega_c > \Gamma$, le champ magnétique suffisamment important entraîne la distinction de chaque niveau de Landau indépendamment. Cette particularité permet d'introduire une autre grandeur caractéristique, le facteur de remplissage ν_B , définit

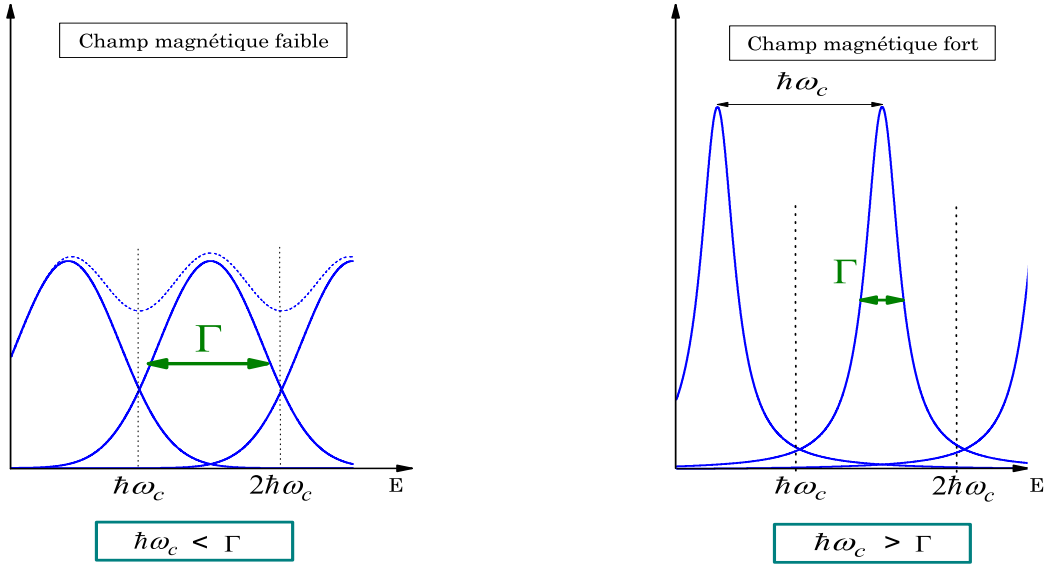


Fig. 1.7 Représentation plus réaliste des niveaux de Landau pour $\hbar\omega_c$ proche de Γ et $\hbar\omega_c > \Gamma$.

comme le nombre de niveaux de Landau entièrement ou partiellement rempli, pour un champ magnétique donné, et exprimé ci-dessous.

$$\nu_B = \frac{n_e}{D} \quad (1.26)$$

1.4.2 Magnéto-plasmons

Toujours pour un champ magnétique perpendiculaire au GE2D, la résolution des équations de Maxwell ajoute à l'expression (1.18) de la dispersion des plasmons 2D, la contribution de l'énergie cyclotron électronique ω_c , d'où la relation de dispersion (1.27) des magnéto-plasmons [9].

$$\omega_{mp}^2(q, B) = \omega_p^2(q, B = 0) + \omega_c^2 \quad (1.27)$$

1.5 Etude de la conductivité en champ magnétique

Les nombreuses mesures de conductivité des GE2D en champ magnétique ont permis la révélation de phénomènes physiques aujourd'hui encore très intéressants à étudier. On distingue notamment les travaux de K. von Klitzing et al [10], honoré d'un prix Nobel, pour sa découverte de l'effet Hall quantique (EHQ) en 1985. Plus tard en 1998, un second prix Nobel sera attribué à Robert B. Laughlin et al [11] pour sa découverte de l'effet Hall

quantique fractionnaire (EHQF), que nous détaillerons brièvement par la suite. Ce type de mesures de magnéto-conductivité repose sur la configuration de mesures schématisées sur la figure 1.8.

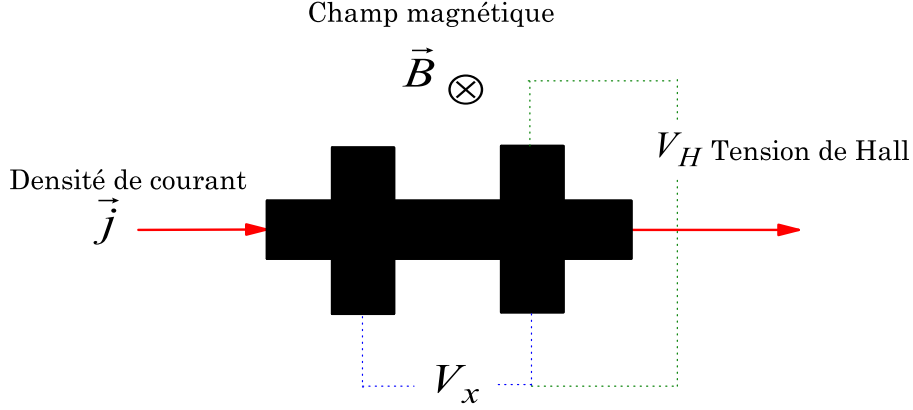


Fig. 1.8 Configuration classique de mesures de magnéto-conductivité, où sont représentées les différentes tensions et courants intervenants.

Un champ électrique \vec{E} appliqué selon \vec{x} force les électrons à suivre le comportement rappelé auparavant à la relation 1.13. Un champ magnétique statique, appliqué selon \vec{z} , et en complément de 1.13, vient modifier ce comportement qui est régi à présent par l'expression 1.28 ci-dessous.

$$m_e^* \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{m_e^*}{\tau} \vec{v} = -e[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}/c)] \quad (1.28)$$

La densité de courant induite \vec{j} , est obtenue à partir de la magnéto-conductivité suivant la relation $\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}$, où $\hat{\sigma}$ est le tenseur conductivité. La tension selon \vec{y} , V_H , appelée en générale *tension de Hall* ou transversale, est également bien souvent mesurée en complémentarité de la tension V_x .

1.5.1 Tenseur résistivité

Le tenseur résistivité $\hat{\rho}$ est décrit selon $\hat{\sigma} = \hat{\rho}^{-1}$. Dans cette configuration spécifique de champs, l'expression de la densité de courant \vec{j} s'exprime comme suit :

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \cdot \vec{E} \quad (1.29)$$

Ce tenseur conductivité, issu du modèle de Drude, peut se simplifier lorsqu'on considère $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ et $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$, notamment à cause de la géométrie de la structure 2D mesurée. Les expressions de σ_{xx} et σ_{xy} qui en découlent sont exprimées respectivement

aux relations 1.30 et 1.41 ci-dessous, où σ_0 est la conductivité statique, ω_c la fréquence cyclotron, et τ toujours le temps de vie des électrons.

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c\tau)^2} \quad (1.30)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c\tau)^2} \cdot \omega_c\tau \quad (1.31)$$

Le calcul de $\widehat{\sigma}^{-1}$ va permettre la détermination des composantes transversales ρ_{xy} et longitudinales ρ_{xx} du tenseur résistivité, données ci-dessous.

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (1.32)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

Le rapport σ_{xy}/σ_{xx} est proportionnel à $\omega_c\tau$; par conséquent, dans le cas d'un système 2D de haute mobilité électronique ($300\text{m}^2/\text{V.s}$), ce rapport devient très supérieur à 1, ce qui donne des expressions de ρ_{xx} et ρ_{xy} nouvelles soit,

$$\rho_{xx} \sim \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}^2} \quad (1.33)$$

$$\sigma_{xx} \sim \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xy}^2}$$

1.5.2 Les oscillations de Shubnikov-de-Haas

L'étude de la résistance longitudinale définie précédemment, pour de faibles valeurs de champ magnétique perpendiculaire, donne lieu à des oscillations dont la période dépend du rapport de l'énergie de Fermi E_F sur l'énergie cyclotron $\hbar\omega_c$. Elle sont alors, par définition, périodiques en $1/B$. Historiquement, ces magnéto-oscillations, liées au mouvement des électrons en champ magnétique, ont pour la première fois été observées dans les années 30 par De Haas et Shubnikov [12], d'où leur appellation originale d'*oscillations de Shubnikov-de Haas* (SdH). Ces oscillations sont fonction de la densité d'états électronique, mais aussi de la première dérivée de la fonction de distribution, toutes deux représentées sur la figure (1.9), respectivement pour un champ magnétique et une température donnés.

$$\rho_{xx}(B, T) \sim \sigma_{xx}(B) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} g(E, B) \left(\frac{-df(E, T)}{dE} \right) dE \quad (1.34)$$

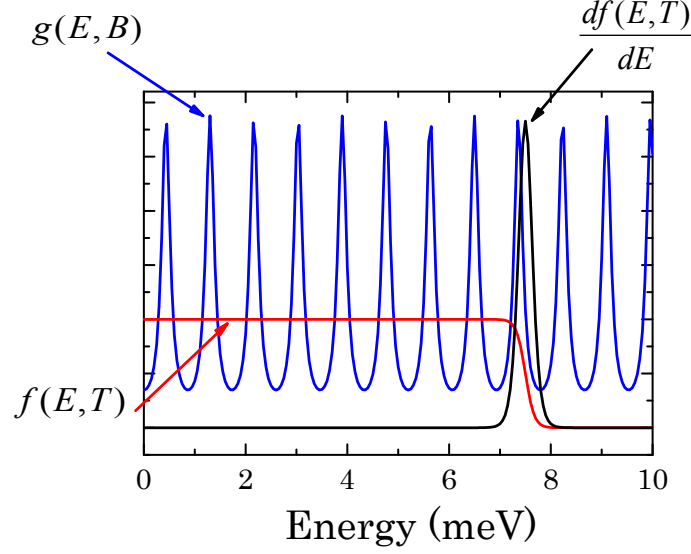


Fig. 1.9 Représentation, pour $T \neq 0K$ et une valeur de champ magnétique arbitraire, de la DOS (bleu), de la fonction de distribution (rouge), et de sa dérivée première (noire).

En remplaçant $g(E, B)$ et $f(E, T)$ les expressions réciproques données auparavant dans ce chapitre, on aboutit à l'expression théorique 1.35 décrivant le comportement de σ_{xx} en champ magnétique.

$$\Delta\sigma_{xx} \approx \frac{\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}}{\sinh(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c})} \cdot \exp\left(\frac{-2\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c}\right) \quad (1.35)$$

Pour des températures très basses, ou encore de forts champs magnétiques, soit $\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \ll 1$, l'expression 1.35 se simplifie pour devenir,

$$\Delta\sigma_{xx} \approx \exp\left(\frac{-2\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c}\right) \quad (1.36)$$

L'expression (1.36) ainsi obtenue est indépendante de la température T , c'est pourquoi les oscillations de SdH servent en général expérimentalement pour la détermination de la densité électronique n_e . En effet, en remplaçant $\hbar\omega_c$ par son expression littérale, la période des oscillations de SdH, incluse dans la phase du *cosinus*, est proportionnelle à $E_F m_e^*$, ce qui est, à un coefficient près, la définition de la concentration électronique n_e (cf eq. 1.6).

Si au contraire, $\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \gg 1$, l'amplitude des oscillations de SdH devient alors très dépendante de la température et s'exprime alors,

$$\Delta\sigma_{xx} \approx \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \cdot \exp\left(\frac{-(2\pi^2 k_B T + 2\pi\Gamma)}{\hbar\omega_c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c}\right) \quad (1.37)$$

A titre d'observation sont représentés sur la figure (1.10), les résultats de simulation des oscillations de SdH pour deux températures très proches. Nous distinguons clairement pour de faibles variations de température, que les changements induits sur l'amplitude des oscillations se révèlent très importants.

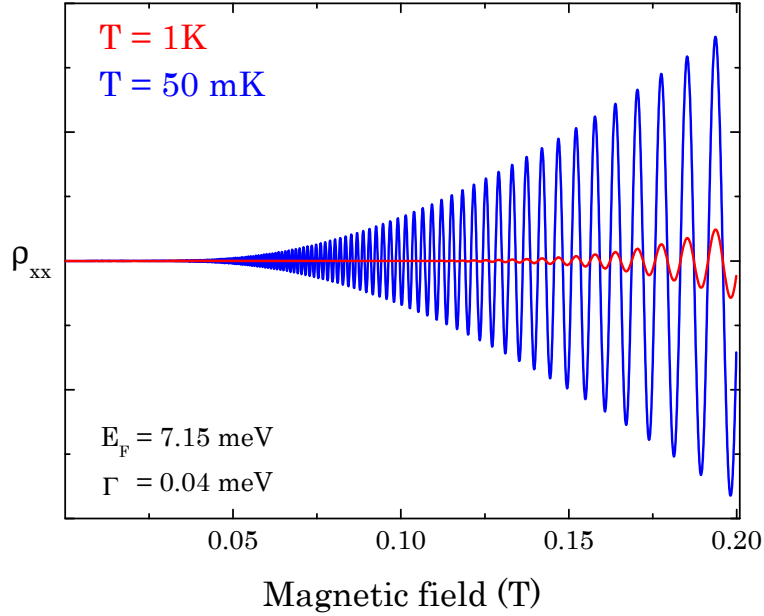


Fig. 1.10 Résultats de simulation des oscillations de SdH pour deux températures, respectivement $T = 50$ mK et $T = 1$ K.

1.5.3 L'effet Hall quantique entier

Lorsque le champ magnétique devient plus important, le modèle théorique décrit pour les oscillations de SdH diffère du comportement expérimental observé. En effet, lorsque les facteurs de remplissage ν_B sont **entiers**, on observe une magnéto-résistance longitudinale qui chute brutalement vers un minimum, souvent très proche de zéro. A l'inverse, dans la gamme de champ magnétique où la résistance longitudinale R_{xx} tend vers une valeur nulle, la résistance de Hall R_H se stabilise pour créer ce qu'on appelle couramment un *plateau*. Ce comportement, en champ magnétique, est bien connu aujourd'hui, et est appelé l'Effet Hall Quantique (EHQ), représenté par les résultats de mesures de la figure (1.11) pour un facteur de remplissage $\nu_B \geq 1$. Pour un facteur de remplissage $\nu_B \leq 1$, nous entrons dans le régime dit de l'Effet Hall Quantique Fractionnaire (EHQF) dont nous parlerons plus loin dans le paragraphe (1.5.4).

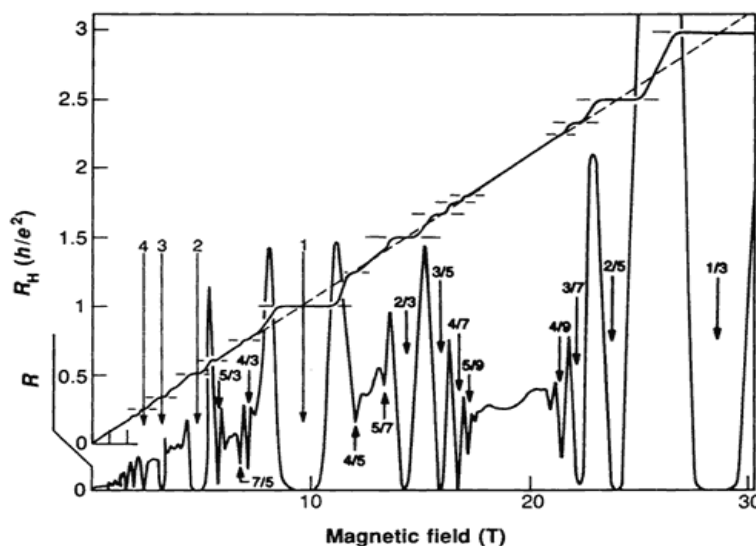


Fig. 1.11 Mesures de la résistance longitudinale R_{xx} et R_{xy} en fonction du champ magnétique et à basse température [13].

Les variations de la résistance de Hall se calculent à partir de la définition (1.26) du facteur de remplissage ν_B et de la relation (1.38) [14], où $n(E)$ est le nombre d'états en dessous de l'énergie E_F , comme illustré sur la figure (1.12).

$$\sigma_{xy} = e \left. \frac{\partial n(E)}{\partial B} \right|_{E=E_F} \quad (1.38)$$

Si le système est considéré idéal, la densité d'états électronique est alors discrète ce qui donne, par définition, un comportement linéaire de R_H . On peut alors écrire que $n(E_F) = ieB/\hbar$, ce qui permet d'en déduire l'expression (1.39) de R_H , où i est un entier et $h/e^2 = 25.8 \text{ k}\Omega$ est le quantum de résistance.

$$R_H = \frac{1}{\sigma_{xy}} = \frac{1}{i} \cdot \frac{h}{e^2} \quad (1.39)$$

En pratique, les variations de la densité d'états électronique ne peuvent expliquer à elles seules le comportement observé sur la résistance de Hall R_H , c'est pourquoi, on introduit la notion d'états *localisés* et *délocalisés*, définis sur la figure (1.13).

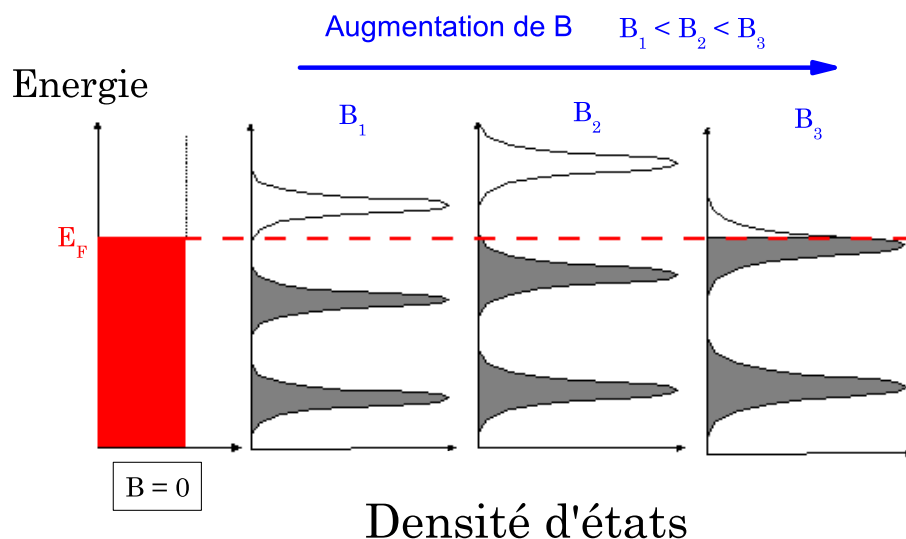


Fig. 1.12 Evolution de la densité d'états pour des valeurs de champ magnétique. La position de E_F , indiquée par la ligne en pointillés rouges, joue un rôle capital sur la répartition des électrons sur les niveaux de Landau (couleur grise), et dans la compréhension de l'EHQ.

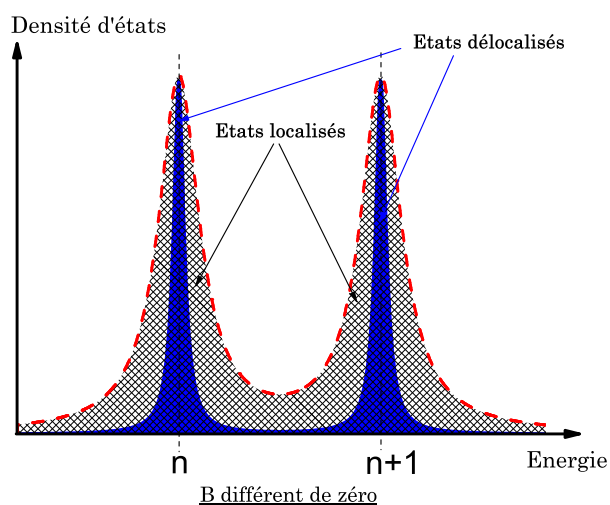


Fig. 1.13 Définition des états localisés et délocalisés sur les niveaux de Landau.

Les électrons situés sur les états d'énergie localisés sont dans une zone dite de *mobility gap*, ce qui exclut leur participation pour la conduction électrique. Lorsque le niveau de Fermi E_F se situe dans cette zone, le système devient isolant et R_H ne varie pas, d'où les plateaux observés et une valeur nulle pour R_{xx} . D'un autre côté, lorsque E_F se trouve sur des états d'énergie délocalisés, le système transite dans une phase conductrice, d'où les augmentations des résistivités longitudinales R_{xx} et transversales R_H . L'ensemble de

ces transitions de phases métal/isolant en fonction du champ magnétique constitue l'effet Hall Quantique entier.

1.5.4 L'effet Hall quantique fractionnaire

L'effet Hall quantique fractionnaire (cf figure 1.11) est un domaine particulièrement riche pour la physique fondamentale. Quantitativement, on peut transposer la plupart des concepts présentés au paragraphe (1.5.3) à l'effet Hall quantique fractionnaire (EHQF).

En considérant l'énergie de Zeeman E_Z pour un facteur de remplissage $\nu_B < 1$, le niveau d'état polarisé *spin-down*, du plus bas niveau de Landau ($n = 0$), est partiellement rempli, et on observe les transitions classiques de phases métal/isolant décrites précédemment. Dans ce régime fractionnaire, R_H s'exprime de la même manière, mais i n'est plus un entier, mais une fraction rationnelle (équation 1.40) nommée f .

$$R_H = \frac{h}{fe^2} \quad (1.40)$$

Etant donné les nombreuses similitudes entre le régime Hall quantique entier et fractionnaire, des particules de la famille des fermions ont été imaginées, afin d'expliquer d'une part les phénomènes qui se produisent dans ce régime quantique fractionnaire, et d'autre part, pour que l'EHQF soit théoriquement équivalent à l'EHQ entier des nouvelles quasi-particules. Ces fermions composites (CFs), possèdent les mêmes caractéristiques que les fermions à $B = 0$ T, mais pour un champ magnétique effectif, généralement annoté d'un astérisque (*), B^* , situé dans le régime fractionnaire. Par exemple, pour un facteur de remplissage caractéristique $\nu_B = 1/2$, le champ magnétique effectif $B^* = |B - B_{1/2}| = 0$ T. Tout comme les fermions, les CFs sont soumis au même mouvement en champ magnétique à une fréquence cyclotron, définie avec leurs notations propres par la relation (1.41) ci-dessous, avec m_{CF}^* la masse effective des CFs. .

$$\hbar\omega_c^{CF} = \hbar \frac{eB^*}{m_{CF}^*} \quad (1.41)$$

De la même manière que pour les fermions en champ magnétique, seuls les états d'énergie discrets sont autorisés, et on retrouve la "discrétisation" en niveaux de Landau, de part et d'autre du champ magnétique équivalent au facteur de remplissage $\nu_B = 1/2$.

Expérimentalement, le comportement le plus caractéristique de l'effet Hall quantique fractionnaire se situe autour du facteur de remplissage $\nu_B = 1/3$ [15]. Cependant, dans ce mémoire nous nous intéresserons uniquement aux fermions composites autour du facteur de remplissage $1/2$, dont la représentation typique est donnée sur la figure (1.14) [13]. Les

flèches représentent ici les flux quantiques, et on comprend alors qu'un fermion composite est un électron auquel sont attachés 2 flux magnétiques lorsque $\nu_B = 1/2$.

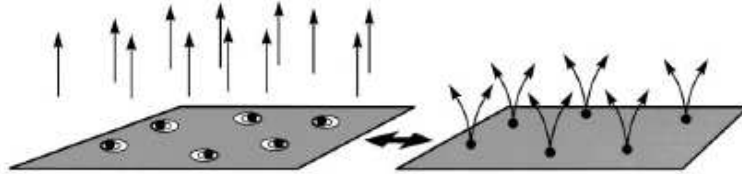


Fig. 1.14 Représentation imagée caractérisant les CFs pour un facteur de remplissage $\nu_B = 1/2$.

1.5.5 Excitations inter- et intra-bande

Une énergie d'excitation $\hbar\omega$ appliquée sur un système 2D électronique engendre différentes sortes de transitions, lesquelles sont récapitulées plus en détail sur les figures (1.15). Ces transitions peuvent être de type inter-bande ou encore intra-bande. Dans le cas des transitions *inter-bande*, ou encore $\hbar\omega > E_{gap}$, l'énergie $\hbar\omega$ est suffisante pour mener un électron situé dans la BV, jusqu'à un état dépeuplé de la BC, tout en respectant les règles de sélection optiques concernant les niveaux de Landau ($\Delta n = 0$) de chaque bande respective.

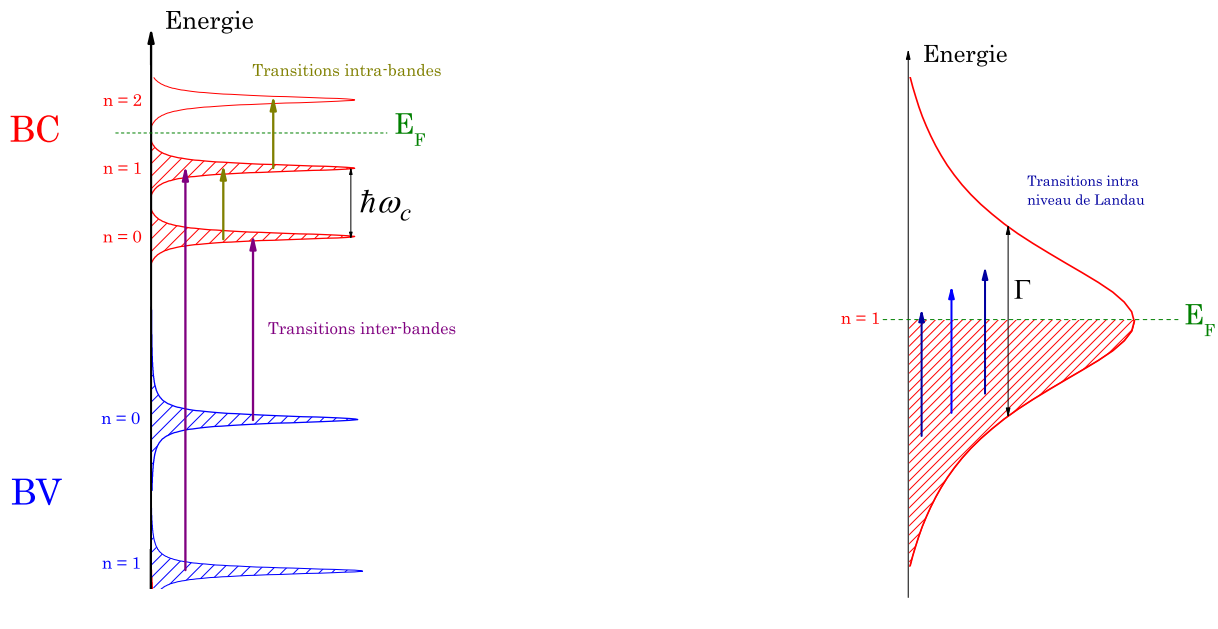


Fig. 1.15 Représentations des transitions électroniques inter- et intra-bandes possibles. On néglige ici la levée de dégénérescence de spin de chaque niveau de Landau.

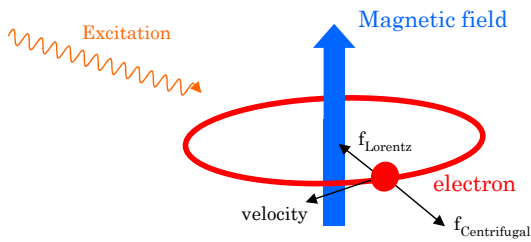
Dans le cas de transitions *intra-bande*, où $\hbar\omega < E_{gap}$, seules les transitions propres à l'intérieur de la BC (ou BV) sont prises en considération. On peut voir sur la figure (1.15) que les transitions provoquées ne sont optimales que pour $\hbar\omega = n\hbar\omega_c$, avec $n = 1, 2, \dots$

Un autre cas possible survient lorsque $\Gamma \gg \hbar\omega$, c'est à dire lorsque l'énergie d'excitation $\hbar\omega$ est plus faible que la largeur à mi hauteur Γ d'un niveau de Landau. Il est par conséquent possible d'exciter des états d'énergie électroniques à l'intérieur même d'un niveau de Landau, comme représenté également sur la figure (1.15) de droite.

1.5.6 La résonance cyclotron électronique

Dans la théorie classique, la résonance cyclotron est utilisée expérimentalement pour déterminer la masse effective électronique des porteurs de charge dans un solide. Les premières mesures de résonance cyclotron ont été réalisées dans les années 50 sur des cristaux de silicium et de germanium [16][17], et ce procédé expérimental est aujourd'hui couramment utilisé dans des structures plus complexes.

Le phénomène de résonance cyclotron électronique survient lorsque le couplage, entre la fréquence cyclotron de l'électron en champ magnétique et l'énergie électromagnétique appliquée, est le plus fort. On peut expliquer théoriquement ce processus, en partant du modèle simple de l'électron en mouvement orbital circulaire autour du champ magnétique extérieur, lequel est alors soumis respectivement à la force de Lorentz (1.42) et la force centrifuge (1.43), représentées sur la figure ci-dessous.



$$\vec{f}_L = e \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.42)$$

$$\vec{f}_C = \frac{m_e^* v^2}{r} \quad (1.43)$$

Dans un système 2D d'électrons, cette absorption résonante est d'autant plus marquée que le temps de vie des électrons est important. En effet, pour que le couplage soit optimal, il faut également que l'électron ait parcouru la totalité de son orbite sans subir de collisions, ce qui amène à la condition obligatoire (1.44), avec $\mu = e\tau/m_e^*$, la mobilité électronique.

$$\omega_c \tau = \frac{eB}{m_e^*} \cdot \tau = \mu B > 1 \quad (1.44)$$

Outre la détermination de m_e^* , des mesures de résonance cyclotron informent en particulier de la courbure des bandes d'énergie et donc du degré de nonparabolicité de la bande de conduction, comme le décrit la relation suivante,

$$(m_e^*)^{-1} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{d^2 E(\vec{k})}{d\vec{k}^2} \quad (1.45)$$

Le champ magnétique résonant est obtenu en résolvant l'équation de mouvement en champ magnétique de l'électron, ce qui aboutit à la relation (1.46), bien connue, exprimée en unité d'énergie.

$$E[meV] = \frac{0.1158 \times B_{res}[T]}{m_e^*} \quad (1.46)$$

D'un point de vue de la théorie quantique, la résonance cyclotron électronique correspond également aux transitions des états électroniques pleins vers des états électroniques vides, situés au-dessus du niveau de Fermi, et d'énergie $\hbar\omega = \hbar\omega_c$.

1.5.7 Introduction des MIROs

De récentes expérimentations magnéto-électriques (cf figure 1.8), sur des GE2D de haute mobilité, ont révélé un comportement oscillatoire à faible champ magnétique [18][19] lorsque des micro-ondes étaient appliquées en parallèle sur la structure. Ces magnéto-oscillations induites par les micro-ondes, ou encore MIROs (Microwave Induced Resistance Oscillations), observées sur la résistance longitudinale R_{xx} , apparaissent en dessous de la gamme de champ magnétique des oscillations de Shubnikov-de-Haas, et montrent des phases particulières, où la valeur de la résistance devient nulle (Zero Resistance States), comme le montrent les résultats de mesures, bien connus aujourd'hui, de la figure 1.16.

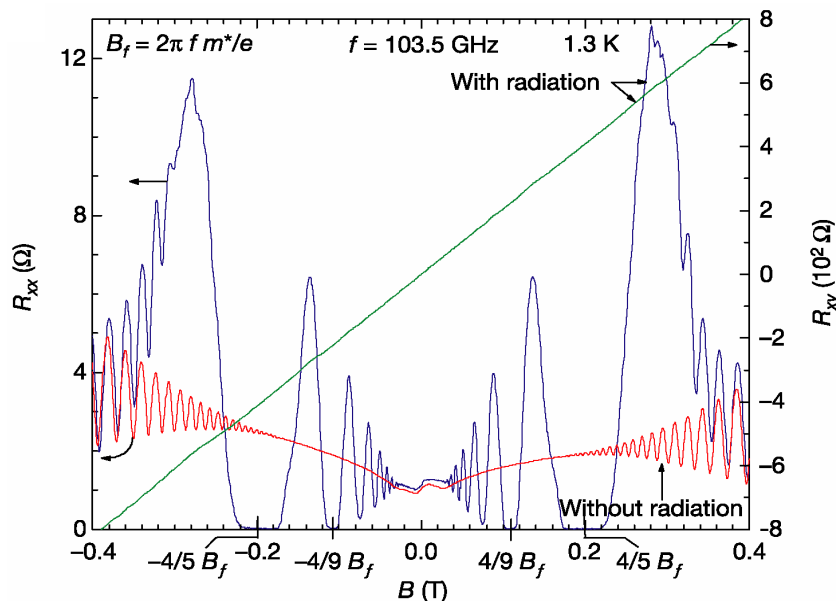


Fig. 1.16 En rouge : oscillations de SdH pour des mesures de magnéto-résistance "sans" irradiation micro-ondes. En bleu : mêmes mesures de magnéto-résistance "avec" irradiations micro-ondes (103.5GHz), où apparaissent nettement les MIROs. [20].

Ces magnéto-oscillations sont, tout comme les oscillations de SdH, périodiques en $1/B$, mais avec cette fois une périodicité liée au rapport de l'énergie d'excitation électromagnétique $\hbar\omega$ sur l'énergie cyclotron électronique $\hbar\omega_c$.

1.6 Objectifs

Le travail réalisé durant cette thèse a été de tenter de comprendre et d'étudier les phénomènes d'absorption des micro-ondes par le GE2D, et ce pour une large gamme de champ magnétique. Depuis, de nombreux modèles et théories ont émergé pour tenter de comprendre les mécanismes liés au couplage de l'énergie électromagnétique et des électrons 2D. L'analyse de ces différents ouvrages a permis une convergence vers deux grandes idées directrices, lesquelles sont résumées ci-dessous :

- Les ondes EM influencent fortement les mécanismes collisionnels [21] (cf annexe D) mais aussi,
- les ondes EM modifient la distribution en énergie des électrons [22] (cf annexe C).

Pour effectuer ce travail, nous avons entrepris d'utiliser les avantages et les particularités des mesures optiques, en mesurant particulièrement la magnéto-photoluminescence sous irradiation micro-ondes des GE2D. Ainsi, nous avons utilisé la photoluminescence pour venir sonder les propriétés des GE2D en champ magnétique. Ayant à notre disposition des sources micro-ondes qui autorisent un large choix de fréquences, nous avons été en mesure d'étudier les effets induits par les micro-ondes sur la photoluminescence dans différents régimes de champ magnétique. Sachant que la photoluminescence est quasi-l'image de la distribution des électrons de la bande de conduction, nous pouvons également connaître, par définition, la température des électrons, et donc obtenir un maximum de renseignements sur les comportements des porteurs dans cette configuration de mesure. L'objectif final est de pouvoir apporter des informations complémentaires à la compréhension des processus d'absorption des micro-ondes tels que les MIROs ou encore les plasmons. De plus, ceci nous amènera à mettre en avant d'autres effets induits par les micro-ondes tout aussi intéressants à étudier. Pour accomplir cette vaste tâche, de nombreuses expérimentations de photoluminescence ont été mises au point, utilisant à la fois des sources micro-ondes diverses, mais aussi des dispositifs de mesures adaptés pour chaque gamme de champs magnétiques et selon les configurations. Dans le chapitre qui suit, nous donnons un récapitulatif des outils de mesures utilisés, ainsi qu'un descriptif du mode opératoire employé, pour finalement permettre de distinguer précisément les effets induits par les micro-ondes sur les spectres de magnéto-photoluminescence.

Bibliographie

- [1] V. Swaminathan, AT. Macrander(1991) - Prentice-Hall, Inc. Upper Saddle River, NJ, USA .
- [2] Physics and Materials Properties, (Springer)
- [3] R. Dingle, H. L. Stormer, A.C. Gossard, et W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665 (1978)
- [4] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437,(1982).
- [5] K. W. Chiu and J. J. Quinn, *Phys. Rev. B* **9**, 4724 - 4732 (1974)
- [6] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967)
- [7] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova *Phys. Rev. B* **71**, 035320 (2005)
- [8] C. Kittel, Physique de l'état solide, 7ème édition, Dunod, Paris (1998)
- [9] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **73**, 113310 (2006)
- [10] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494(1980)
- [11] Robert B. Laughlin, Horst L. Stormer, and Daniel C. Tsui, Physics Today, Volume 51, Issue 12, December 1998, pp.17-19
- [12] L. Shubnikov et W. J. de Haas, *Leiden Comm.* (1930)
- [13] Horst L. Stormer, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 875 (1999)
- [14] P. Středa, *J. Phys. C : Solid States Phys* **15**, L717-L721 (1982)
- [15] D. C. Tsui, H. L. Stormer and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett* **48**, 1559 (1982)
- [16] G. Dresselhaus, A.F Kip, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **92**, 827 (1953)
- [17] B. Lax, H. J. Zeiger, R. N. Dexter, and E. S. Rosenblum, *Phys Rev.* **93**, 1418-1420 (1954)
- [18] M.A. Zudov, R.R. Du, J.A. Simmons, and J.L. Reno, *Phys. Rev B* **64**, 201311(R) (2001)
- [19] M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiker, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 0468075 (2003).

- [20] R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W.B. Johnson, and V. Umansky, *Nature (London)* **420**, 646 (2002)
- [21] A.C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S.M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
- [22] L.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, and D.G.Polyakov, I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).

Chapitre 2

Description des systèmes expérimentaux

2.1 Cryogénie et champ magnétique

Les mesures sont effectuées à très basses températures par l'intermédiaire d'un cryostat à hélium 4 permettant des variations de température entre 1.6 K à 4.2 K, en pompant le bain d'hélium. Le champ magnétique est fourni par une bobine supraconductrice d'Oxford Instruments qui peut atteindre jusqu'à 16 Tesla. L'un des avantages des aimants supraconducteurs est leur faible consommation électrique; en effet, pour un champ magnétique de 10 T, une puissance de 3.5 kW et un courant de 160 A sont suffisants.

Ce type d'aimant est disponible tout moment au laboratoire des champs magnétiques intenses, contrairement aux aimants résistifs qui nécessitent des installations plus imposantes. Étant donné la faible consommation des aimants supraconducteurs, il n'est donc pas nécessaire de les refroidir par un circuit d'eau fermé, ce qui élimine de ce fait les vibrations mécaniques, et donc améliore les expérimentations. Les seuls inconvénients sont une consommation d'hélium importante dans lequel la bobine supra-conductrice est plongée, et la vitesse de balayage limitée à 1 T/min, soit environ 5 fois moins que les aimants résistifs.

Des mesures particulières ont également nécessité l'utilisation d'un aimant résistif 10 MW atteignant jusqu'à 23 T en champ magnétique statique.

2.2 Les spectromètres et leurs caméras CCD

Les spectromètres sont sélectionnés selon leurs longueurs d'ondes de travail et leur résolution déterminées par le type de réseau (grating) utilisé. Ces spectromètres fonctionnent comme des monochromateurs (figure 2.1) et sont basés sur le phénomène de diffraction par un réseau, afin de séparer les différentes longueurs d'ondes. Les changements de fenêtre d'étude ainsi que l'ouverture des fentes sont contrôlés par l'intermédiaire d'un programme d'acquisition propre à chacun des spectromètres.

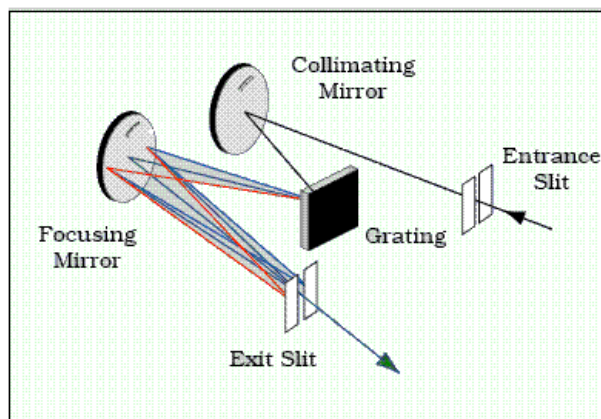


Fig. 2.1 Schéma de principe d'un monochromateur simple.

2.2.1 Monochromateur RAMANOR U1000

Ce spectromètre est un double monochromateur spécialement conçu pour des études de spectroscopie, réclamant à la fois une très bonne résolution et un excellent taux de rejet de la lumière parasite. Ce système permet d'effectuer des mesures dans un domaine spectral très étendu allant de l'ultraviolet (UV) à l'Infrarouge (IR) et avec un système de détection de signal par photo-multiplicateur ou détecteur multi-canaux. L'imagerie Raman est possible grâce à l'utilisation d'un tube intensificateur d'images suivi d'une caméra CCD. Afin de minimiser les bruits électroniques et augmenter le rapport signal/bruit, la caméra CCD est refroidie avec de l'azote liquide. Le tout est piloté par ordinateur avec un logiciel spécifique appelé "LABSPEC", qui rend l'interface d'acquisition et le traitement des spectres plus abordables aux opérateurs.

La caractéristique du réseau utilisé est de 1800 traits/mm blazé à 800 nm, ce qui donne une résolution de 0.02 nm/pixel pour une fenêtre d'acquisition de 20 nm. D'autres réseaux sont également disponibles dans le but d'augmenter la résolution spectrale, mais sont en général destinés à des mesures de nano-structures de type boîtes quantiques, dont

les raies spectrales sont bien plus étroites. En ce qui concerne nos propres mesures de photoluminescence, ce genre de précision n'a pas grand intérêt, c'est pourquoi le réseau 1800 traits/mm est amplement suffisant. A titre d'information, l'image du spectromètre U1000 en question est donnée sur la figure (2.2).



Fig. 2.2 Photographie du spectromètre U1000 utilisé pour nos mesures de photoluminescence.

2.2.2 Monochromateur SpectraPro SP-2360-P, ACTON

Contrairement au double monochromateur précédemment décrit, le spectromètre ACTON, représenté en image sur la figure (2.3), est un monochromateur simple mais composé de deux détecteurs, balayant à eux deux des longueurs d'ondes allant de 375 nm jusqu'à 1700 nm. Le premier détecteur est une caméra CCD dite "rapide" avec un domaine de sensibilité qui s'étend de 375 à 900 nm, alors que le second détecteur est une barette d'InGaAs (1024×1) qui couvre une plage de longueur d'onde entre 800 nm et 1700 nm. Seul ce dernier détecteur nécessite un refroidissement à l'azote liquide, alors que la caméra CCD fonctionne de manière optimale autour de -20 degrés par l'intermédiaire d'un asservissement en température perfectionné.

Ce spectromètre ACTON dispose de 3 réseaux blazés (1200 traits/mm, 300 traits/mm et 150 traits/mm) permettant de choisir la résolution spectrale selon les caractéristiques de la photoluminescence mesurée. Le choix du réseau, de même que celui du détecteur, s'effectue par l'intermédiaire du programme de commande spécifique "WINSPEC", propre au spectromètre. Cette caméra CCD PiMax, de dernière génération, peut être programmée par l'opérateur, à travers des macros écrites en Visual Basic avancé, ce qui permet le contrôle des temps de capture de la caméra sur des cycles de fonctionnement personnalisés. De plus, l'intérêt du pilotage de cette caméra en synchronisation interne, ou bien externe,

augmente la diversité des applications possibles. Nous verrons notamment par la suite, que cette caméra CCD est idéalement préconisée pour des mesures de "détection optique de résonance magnétique (ODMR)", dont le principe sera explicité plus loin dans ce chapitre.



Fig. 2.3 Photographie du spectromètre SpectraPro SP-2360-P utilisé pour nos mesures de photoluminescence.

2.2.3 Spectromètre à transformée de Fourier

Contrairement aux deux spectromètres décrits jusqu'à présent, ce spectromètre à transformée de Fourier ne décrit pas les raies d'un spectre de photoluminescence, mais seulement les fréquences spatiales qui transcrivent ces raies à travers un interférogramme qui réalise physiquement une opération équivalente à une transformation de Fourier. Par la suite, l'interférogramme renvoie la mesure du spectre par une transformation de Fourier inverse calculée.

Ce spectromètre est basé sur un interféromètre de Michelson, dont le principe est rappelé figure (2.4). Une lame semi-réfléchissante, dite séparatrice, divise un faisceau lumineux en deux faisceaux perpendiculaires et de même amplitude (bleu et vert). Chaque faisceau est réfléchi par un miroir, puis retombe sur la séparatrice qui renvoie deux faisceaux se propageant selon la même direction. La différence de longueur d des bras de l'interféromètre induit une différence de marche entre les deux rayons égale à $2d$. Ce type de spectroscopie est plus complexe à mettre en oeuvre que la spectroscopie monochromatique, car elle nécessite des séquences de calculs importantes pour les transformées de Fourier et par conséquent des ordinateurs adéquats. Pour information, on notera que dans ce domaine, l'unité communément utilisée est le cm^{-1} , avec $1 \text{ meV} \simeq 8.064 \text{ cm}^{-1}$.

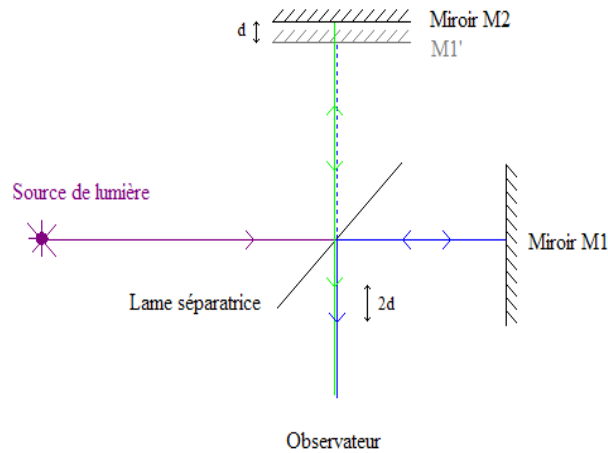


Fig. 2.4 Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson.

2.2.4 Spectromètre RPE

Les mesures d'absorption micro-ondes, que nous présenterons plus tard, ont nécessité l'utilisation d'un spectromètre de Résonance Paramagnétique Electronique (RPE), dont le principe fait référence aux travaux du scientifique russe E. K. Zavoisky dans les années 40. Historiquement, le premier spectromètre fut opérationnel 20 ans plus tard, et aujourd'hui, on l'utilise dans de nombreux domaines autres que la physique, comme la chimie ou encore la biologie.

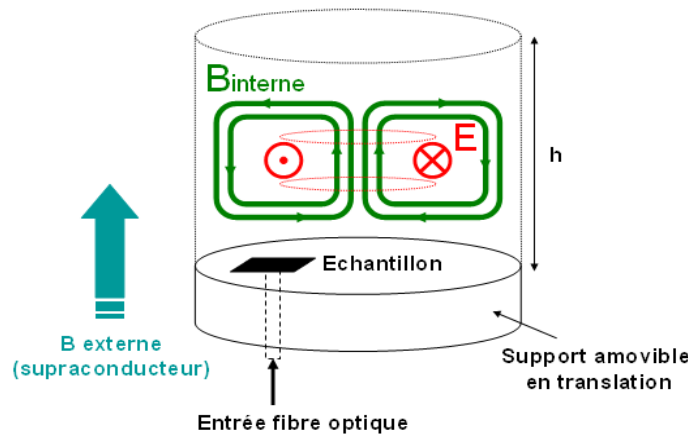


Fig. 2.5 Description de la cavité cylindrique ainsi que de l'orientation des différentes lignes de champs à l'intérieur.

L'échantillon mesuré est positionné à l'intérieur d'une cavité résonante (cf annexe F.0.2) dont la base mobile en translation permet l'obtention de fréquences propres

comprises dans la gamme 40-60 GHz, selon le procédé expérimental de Seck [1]. La figure (2.5) illustre brièvement la configuration des différentes lignes de champ à l'intérieur de cette cavité.

La base de la cavité résonante est traversée par une fibre optique, guidée jusqu'à proximité de l'échantillon, permettant une excitation de la surface optique active, ainsi que la collection de la PL émise, sans pour autant modifier le mode propre de la cavité. Ce dispositif permet ainsi d'effectuer des mesures d'absorption en champ magnétique tout en collectant les spectres de magnéto-photoluminescence irradiés par les micro-ondes, pour des fréquences précises comprises en 40-60 GHz.

2.3 Les générateurs d'ondes électromagnétiques

Les sources "micro-ondes" utilisées sont multiples, et comprennent différentes gammes de fréquences et de puissances de sortie. Pour propager ces ondes électromagnétiques jusqu'à l'échantillon mesuré, on couple modalement un guide d'onde dont les caractéristiques géométriques permettent l'adaptation, en sortie, des générateurs électromagnétiques. Dans la plupart des mesures que nous présenterons par la suite, un guide d'onde circulaire surdimensionné a été utilisé, permettant la propagation des fréquences générées par la quasi-totalité des sources électromagnétiques mises à notre disposition, et récapitulées dans le tableau (2.6).

Type de source	Gamme de fréquences (GHz)	Puissance maximale (mW)
Spectromètre EPR	40-60	5
Générateur MW	10-15	5
Diode Gunn	95 ± 1	50
Diode Gunn + doubleur	190	5
Diode Gunn	115	50
Diode Gunn + doubleur	230	0.5
Carcinotron (BWO)	77.35 - 119.5	50
FIR laser	244.9 - 8000	50

Fig. 2.6 Descriptions des fréquences et puissances disponibles selon les générateurs électromagnétiques.

Pour certaines expérimentations spécifiques, nous avons eu recours à un câble coaxial, adapté pour les basses températures, et permettant une propagation des fréquences comprises entre 10-15 GHz (Annexe A). A l'extrémité du câble coaxial, une antenne d'émission

a été conçue, de longueur égale à la longueur d'onde équivalente à la fréquence de travail la plus faible en puissance. Pour ce qui est des autres sources, comme les diodes Gunn à 95 GHz et à 115 GHz, des doubleurs de fréquence ont également été mis à notre disposition, afin d'élargir notre champ d'étude, mais avec pour inconvénient, une diminution de la puissance maximale disponible en sortie des générateurs en question.

2.4 Boîtier d'alimentation de la diode Gunn

La diode Gunn à 95 GHz est une source micro-ondes très sensible aux variations de la tension d'alimentation, ce qui entraîne expérimentalement des fluctuations de puissance. Elle fonctionne pour une gamme de tension d'alimentation bien spécifique, comprise entre 9.5 et 12.5 V, avec un point de fonctionnement optimal préconisé précisément par le constructeur à 10.4 V. Pour une tension supérieure à 12.5 V, la protection interne de la diode Gunn, contre les surtensions, force la sortie de l'alimentation dans un régime de court-circuit qui peut s'avérer dangereux à long terme.

Afin d'améliorer l'utilisation de cette diode Gunn, puis également d'éviter son endommagement, nous avons réalisé une alimentation stabilisée en tension dans la gamme précise de fonctionnement, avec la possibilité de se positionner automatiquement sur la tension nominale de 10.4 V. De cette manière, nous évitons toute erreur de manipulation, grâce notamment, à de nombreuses sécurités disposées en sortie de l'alimentation et en aval de la diode. La tension d'alimentation délivrée, en comparaison avec les sources analogiques classiques, est d'une grande précision, allant jusqu'à stabiliser la tension d'alimentation au micro-volt près. De plus, comme les mesures optiques s'effectuent en général dans le contexte très sombre, un affichage digital lumineux a été ajouté pour permettre un contrôle visuel dans le temps en cas de dysfonctionnement. Le schéma électronique de cette alimentation stabilisée est donné en annexe H.2.

2.5 Le bolomètre

On utilise une résistance de carbone couplée avec du DPPH, de l'anglais α diphenyl- β picrylhydrazyl, afin de vérifier la bonne propagation des ondes électromagnétiques jusqu'à l'échantillon mesuré. Ce DPPH a pour particularité de disposer d'un facteur g précisément de 2.0036, pour $\alpha = 2.2$ et $\beta = 1$, ce qui permet par exemple, de procéder à un étalonnage du champ magnétique d'une part, ou d'autre part de connaître précisément la valeur de la fréquence des micro-ondes générée, comme illustrée à l'annexe G.

La résistance de carbone utilisée est une résistance de *Allan Bradley* choisie pour sa grande sensibilité à des températures proches de 1.6 K. Placé à proximité de l'échantillon mesuré, l'ensemble résistance-DPPH a la même fonctionnalité qu'un bolomètre classique.

2.6 Le chopper

Ce type de chopper (Model SR540) optique est, de manière générale, utilisé pour des faisceaux optiques de type LASER, pour mesurer par exemple le temps de vie de certaines particules. En ce qui nous concerne, nous l'utilisons en combinaison avec la diode Gunn, où le cône de sortie de celle-ci est en accord de phase avec les ouvertures spatiales du chopper, dont les disques sont présentés figure (2.7). Nous pouvons donc spatialement coordonner la propagation cyclique des micro-ondes, à une fréquence comprise entre 4 Hz et 3.7 kHz, ce qui revient à utiliser le chopper comme un interrupteur binaire. Une des précautions à prendre, pour le bon fonctionnement de ce dispositif, est de vérifier que la diode Gunn dispose bien d'une protection en sortie contre les ondes réfléchies par le disque métallique du chopper, ce qui est le cas, grâce à un isolateur placé entre le cône et la sortie directe de la diode Gunn.



Fig. 2.7 Images du chopper SR540 utilisé ainsi que la présentation de quelques disques disponibles.

2.7 Mesures de magnéto-photoluminescence

Les mesures optiques que nous effectuons utilisent toutes des fibres optiques dont les diamètres et les propriétés modales évoluent selon la particularité de la mesure. La photoluminescence des GE2D est plutôt large et n'exige donc pas une grande précision (contrairement à la PL des boîtes quantiques par exemple), c'est pourquoi nous optons pour une fibre multi-mode d'un diamètre de coeur de $250 \mu\text{m}$, afin de profiter d'une ouverture numérique plus grande. L'excitation optique de l'échantillon plongé dans l'hélium liquide, ainsi que la collection de la PL émise, se font par la même fibre optique, mais selon des chemins optiques conditionnés différents, comme l'illustre la figure (2.8).

La composition structurelle de nos échantillons nous permet de les exciter optiquement avec un LASER Argon (Ar+) dont une des raies principales est située à 514.5 nm. Le raccord physique entre l'échantillon plongé dans l'hélium et le LASER est apporté par une canne de mesure de dimension spécifique pour que l'échantillon soit positionné au centre de la bobine supraconductrice.

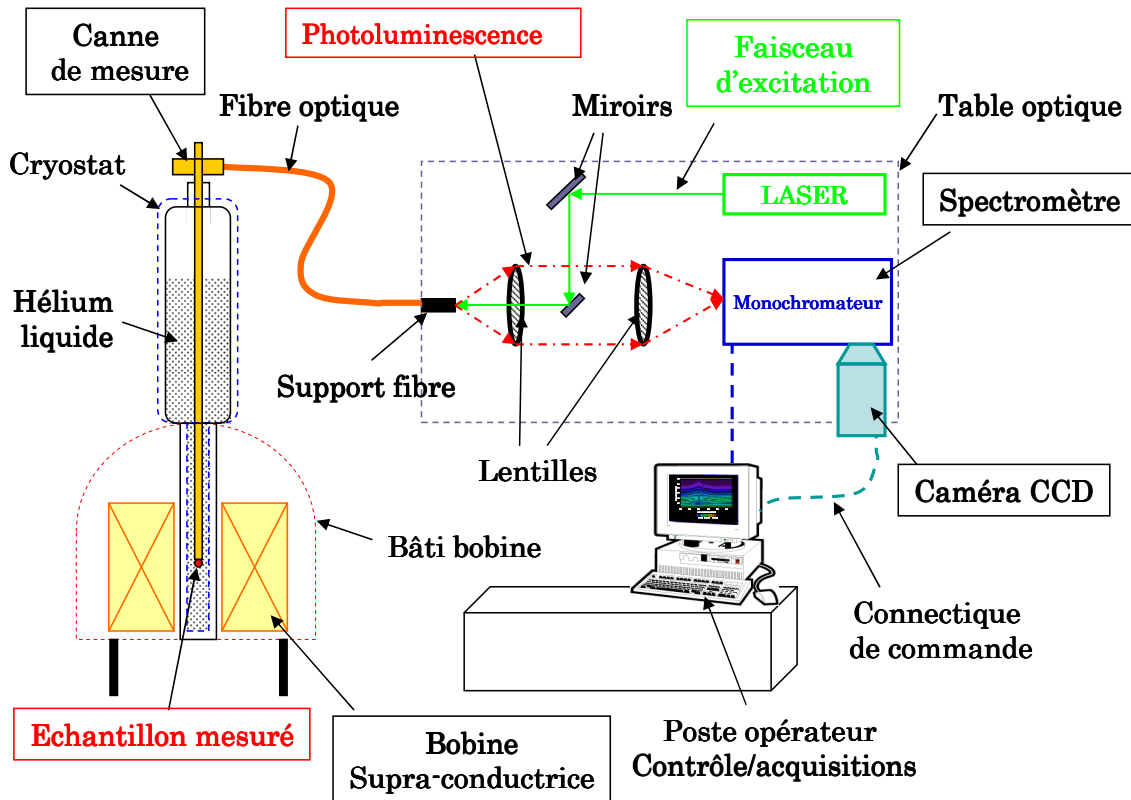


Fig. 2.8 Dispositif de mesure employé pour l'obtention d'un spectre de magnétophotoluminescence.

La photoluminescence émise est focalisée à l'entrée de l'un des monochromateurs équipé d'une caméra CCD décrite précédemment. Les photons collectés sont numérisés puis traités par un poste de contrôle, qui gère la configuration du spectromètre, mais aussi celle de la caméra CCD. Le temps de capture des caméras CCD est judicieusement choisi, afin d'optimiser le signal de photoluminescence. Une fois tous ces paramètres ajustés, le champ magnétique est appliqué de façon statique, ou encore en le balayant sur une gamme prédéterminée comme nous le verrons par la suite, ce qui permet l'obtention des spectres de photoluminescence en fonction des longueurs d'ondes d'émission comme présentés ci-après pour deux valeurs de champ magnétiques.

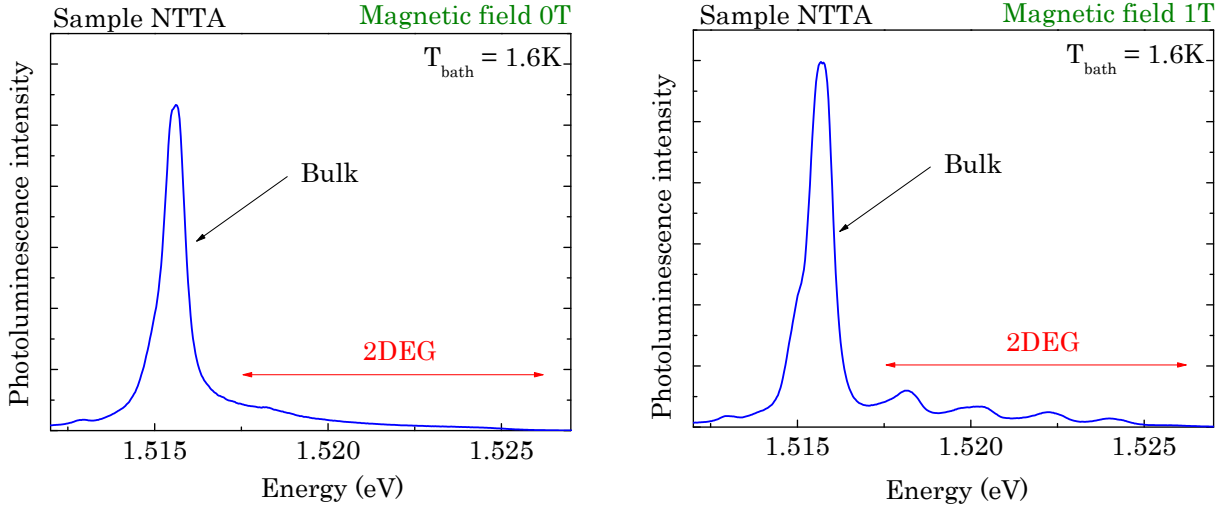


Fig. 2.9 Spectres de photoluminescence en fonction des longueurs d’ondes d’émission pour $B = 0$ T et $B = 1$ T. La PL du GE2D est non structurée pour un champ magnétique nul, mais laisse apparaître les niveaux de Landau pour $B \neq 0$, en accord avec la théorie.

2.8 Principe des mesures de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes

L’objectif de cette expérimentation est de détecter les effets induits par les micro-ondes sur les spectres de magnéto-photoluminescence. En même temps que progressent les mesures de magnéto-PL (cf paragraphe 2.7), les micro-ondes à l’intérieur du guide adapté sont appliquées cycliquement et de manière continue. Nous disposons, pour l’acquisition des spectres de PL, d’une caméra CCD rapide (cf paragraphe 2.2.2) qui va permettre, entre autre, de synchroniser les temps de capture des spectres par rapport au signal créneau de référence du chopper. Il faut, au préalable, prendre la précaution de ne considérer que les écarts temporels où les micro-ondes irradient l’échantillon mesuré avec un maximum de puissance, de manière à mesurer les spectres de photoluminescence irradiés dans les conditions optimales et selon les cycles récapitulés sur la figure (2.10).

La largeur physique des ouvertures du chopper ainsi que la fréquence de rotation de celui-ci, fixent la période et le rapport cyclique de notre signal de référence. Ce signal est important, car il indique les gammes de temps autorisées pour l’acquisition des spectres de PL ”avec” et ”sans” micro-ondes ; C’est pourquoi l’utilisation d’un oscilloscope se révèle bien souvent indispensable pour vérifier la synchronisation de l’ensemble des signaux.

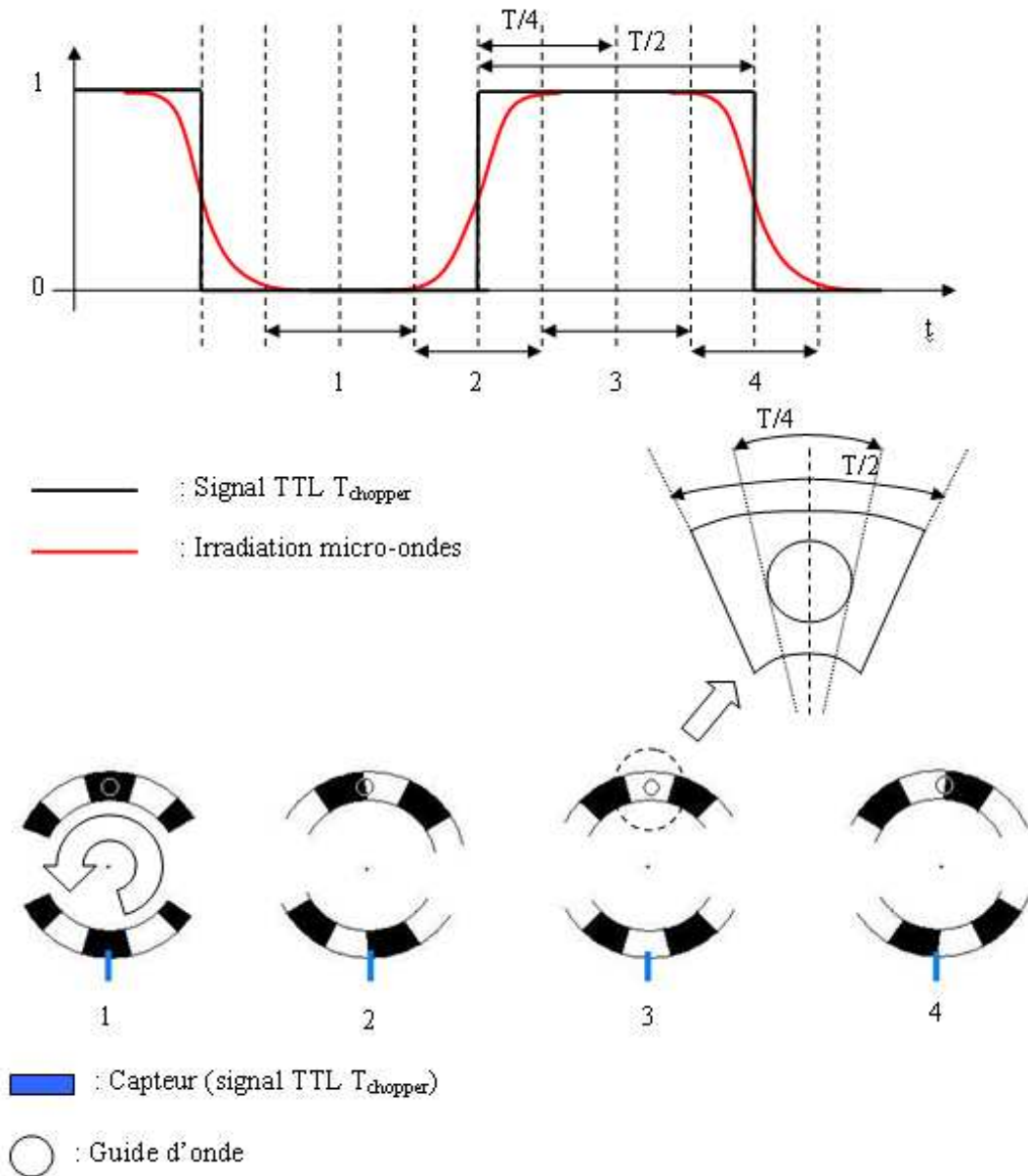


Fig. 2.10 Chronogramme illustrant les différentes phases engendrées par le chopper. La caractéristique en rouge montre la propagation des micro-ondes à l'intérieur du guide d'onde adapté, avec 0 pour la non propagation et 1 pour le maximum de puissance parvenant à l'échantillon.

Une fois les différents temps accordés, d'une part pour obtenir une amplitude de spectre de PL convenable, et d'autre part pour bénéficier d'un maximum de puissance micro-ondes au bon moment, l'élaboration d'un programme (macro) de gestion de l'ensemble s'est révélé indispensable.

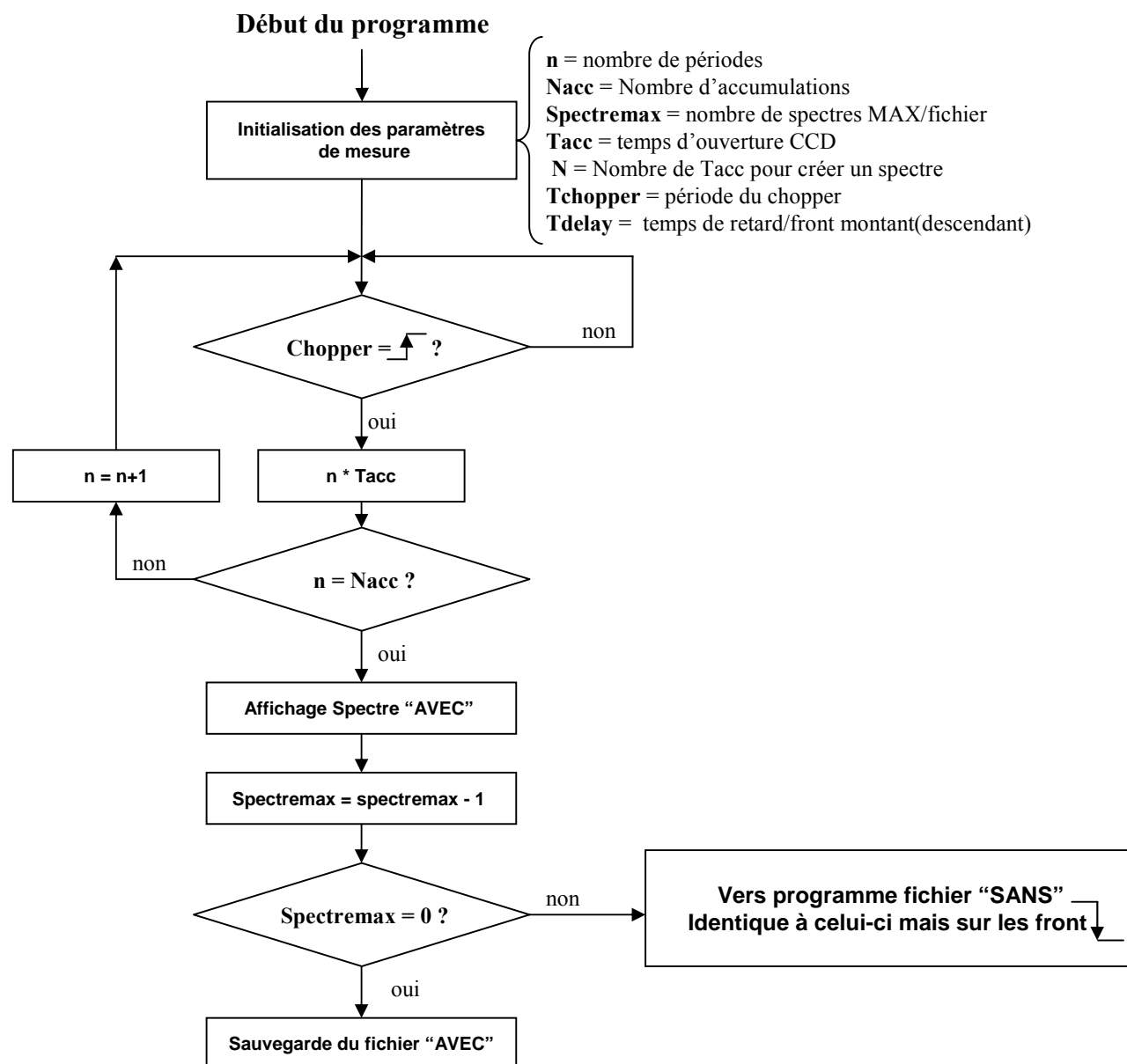


Fig. 2.11 Algorithme de gestion de l'ensemble de l'expérimentation permettant la détection des effets induits par les micro-ondes sur la magnéto-photoluminescence.

Ce programme de gestion s'organise selon l'algorithme simple présenté sur la figure (2.11), et utilise le visual Basic associé au langage propre de la caméra CDD (voir programme complet en annexe H.1). Il consiste, selon les phases symétriques décrites par le chopper, à mesurer des spectres de PL, puis de les stocker dans un fichier correspondant. Sachant que les phases correspondent à la propagation, ou non, des micro-ondes dans le guide d'onde, on obtient au final deux fichiers, où on trouve dans le premier, l'ensemble des spectres de PL accumulés en champ magnétiques "sans" micro-ondes (figure 2.12),

puis dans le second, les magnéto-PL mesurées "avec" les micro-ondes (2.13).

Les variations de l'intensité de la photoluminescence en fonction de l'énergie d'émission et du champ magnétique, sont représentées par un dégradé de couleurs croissantes organisées du bleu vers le rouge, avec le bleu pour le minimum d'intensité de photoluminescence et le rouge pour le maximum d'intensité. Dans toute la suite de ce mémoire, nous garderons cette échelle de couleurs comme référence pour chacune des représentations bidimensionnelles. Chaque fichier possède le même nombre de spectres de PL à la fin de la mesure ce qui permet notamment des comparaisons directes, puis la possibilité d'effectuer des opérations arithmétiques entre eux, afin de distinguer, le plus proprement possible, les effets induits par les micro-ondes sur la magnéto-PL. Par exemple, la comparaison des spectres des figures (2.12) et (2.13) ci-après permet de distinguer clairement les phénomènes d'absorption induits par les micro-ondes, localisés sur une gamme de champ magnétique. Cette technique expérimentale, pour détecter les effets résonants induits par les micro-ondes, est notamment utilisée pour la détection optique de résonance cyclotron électronique, encore appelés spectres ODCR, comme nous le verrons par la suite [2].

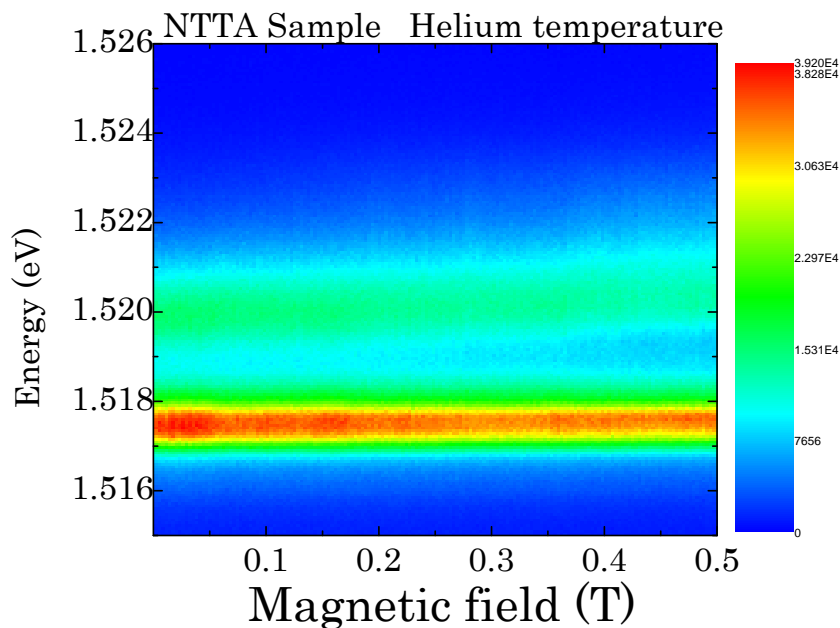


Fig. 2.12 Spectres de photoluminescence accumulés en champ magnétique "sans" radiation micro-ondes. La couleur rouge représente le maximum d'intensité de la PL et le bleu la plus faible.

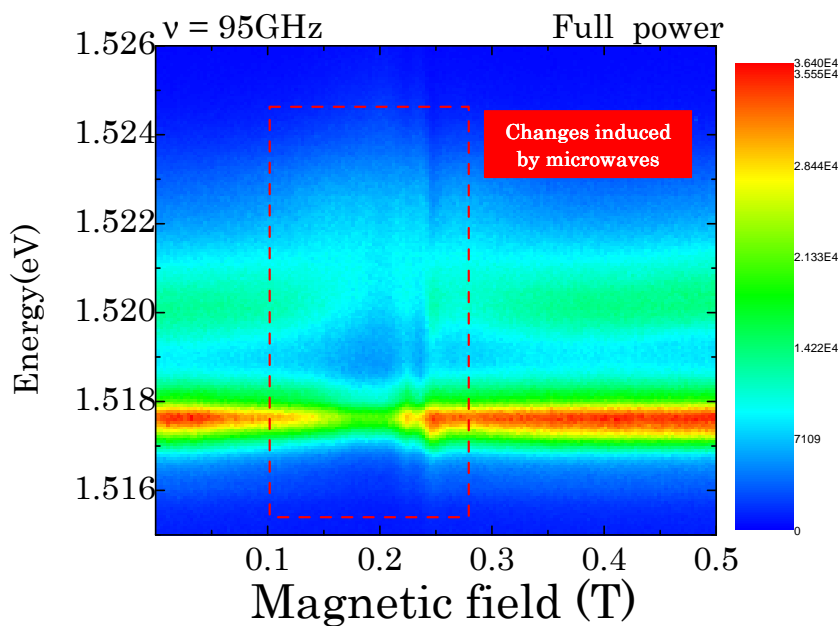


Fig. 2.13 Spectres de photoluminescence accumulés en champ magnétique "avec" radiation micro-ondes. La couleur rouge représente le maximum d'intensité de la PL et le bleu la plus faible. Les changements induits par les micro-ondes sont visibles pour une gamme de champ magnétique encadrée ici en rouge.

Bibliographie

- [1] M. Seck, M. Potemski, and P. Wyder, *Phys. Rev. B* 56, 7422 (1997)
- [2] M. Kozhevnikov, *Phys. Rev B* **62**, 8062 (2000)

Chapitre 3

Caractérisation des échantillons

Dans ce chapitre, nous présentons les échantillons avec lesquels nous avons pratiqué les expérimentations, en commençant par décrire leurs principales caractéristiques. Par la suite, des mesures magnéto-électriques, suivies de mesures de magnéto-PL, permettront de calculer les paramètres intrinsèques, tels que la concentration électronique n_e et la masse effective m_e^* , pour lesquels nous décrirons les méthodes de détermination. Enfin, nous montrerons des résultats de mesures électriques sous illumination micro-ondes, lesquelles présentent le phénomène des MIROs à faibles champs magnétiques.

3.1 Présentation des échantillons

3.1.1 Puits quantique NTTA

L'échantillon NTTA est fourni par le laboratoire de recherche NTT, à Atsugi, au Japon. Il a été réalisé par MBE, une méthode d'élaboration particulièrement adaptée pour des couches de faibles épaisseurs, de l'ordre de la couche atomique. La figure (3.2) présente la composition des différentes couches de cet échantillon, l'ensemble permettant l'obtention d'un puits quantique d'une largeur $W = 20$ nm.

Echantillon	Mobilité $\mu(cm^2/V.s)$	Concentration électronique $n_e(cm^{-2})$
NTTA, non illuminé	$2.5 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^{11}$
NTTA, illuminé	$5.5 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^{11}$

Fig. 3.1 Données caractéristiques de l'échantillon NTTA dans le noir, puis illuminé.

Le système bidimensionnel électronique est obtenu par "modulation de dopage" en ajoutant des atomes donneurs de silicium Si (cf paragraphe 1.2). La couche séparatrice de 75 nm d'épaisseur est insérée entre le puits quantique et la couche dopée d'atomes de

Si. On obtient, au final, les paramètres intrinsèques récapitulés dans le tableau (3.1). Ces informations sont susceptibles d'évoluer selon les conditions de mesures, en particulier lorsque la puissance d'excitation optique change, comme nous le verrons.

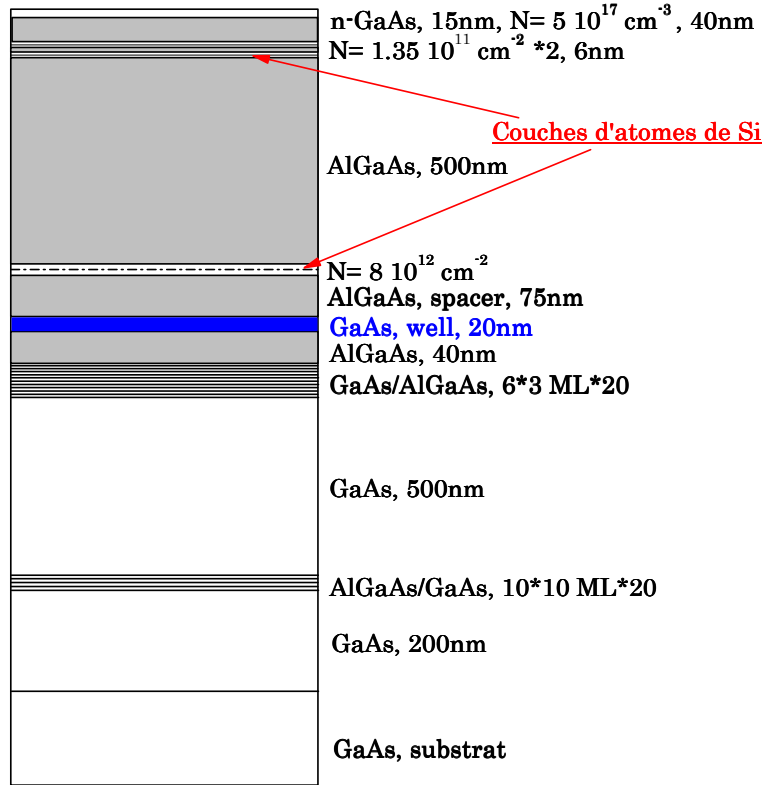


Fig. 3.2 Compositions des couches constituant l'échantillon NTTA. Le puits quantique, localisé en bleu, dispose d'une largeur $W = 20 \text{ nm}$.

Les propriétés optiques de cet échantillon sont intéressantes, car elles permettent d'observer facilement les particularités structurelles en champ magnétique du GE2D, comme nous l'avons présenté précédemment sur la figure (2.9), pour un champ magnétique $B \neq 0 \text{ T}$.

3.1.2 Hétérostructure M1707

L'échantillon M1707 nous est procuré par l'Institut des Sciences des Microstructures (IMS) du Conseil National de la Recherche au Canada (CNRC), à Ottawa. Bien que cet échantillon soit une simple hétéro-jonction, contrairement à l'échantillon NTTA, ses caractéristiques sont assez comparables et résumées dans le tableau (3.3). Cependant, nous verrons que sur un plan expérimental, leurs comportements optiques diffèrent sur biens des points.

Echantillon	Mobilité $\mu(cm^2/V.s)$	Concentration électronique $n_e(cm^{-2})$
M1707, non illuminé	$2 - 5 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^{11}$
M1707, illuminé	$2 - 5 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^{11}$

Fig. 3.3 Caractéristiques de M1707, avant et après illumination.

3.2 Mesures de magnéto-résistance

L'une des première étape de caractérisation d'échantillons consiste à mesurer la magnéto-résistance (conductivité) de chacun d'entre eux, selon le principe énoncé en (1.5). Les figures (3.5) et (3.6) présentent les premiers résultats expérimentaux obtenus.

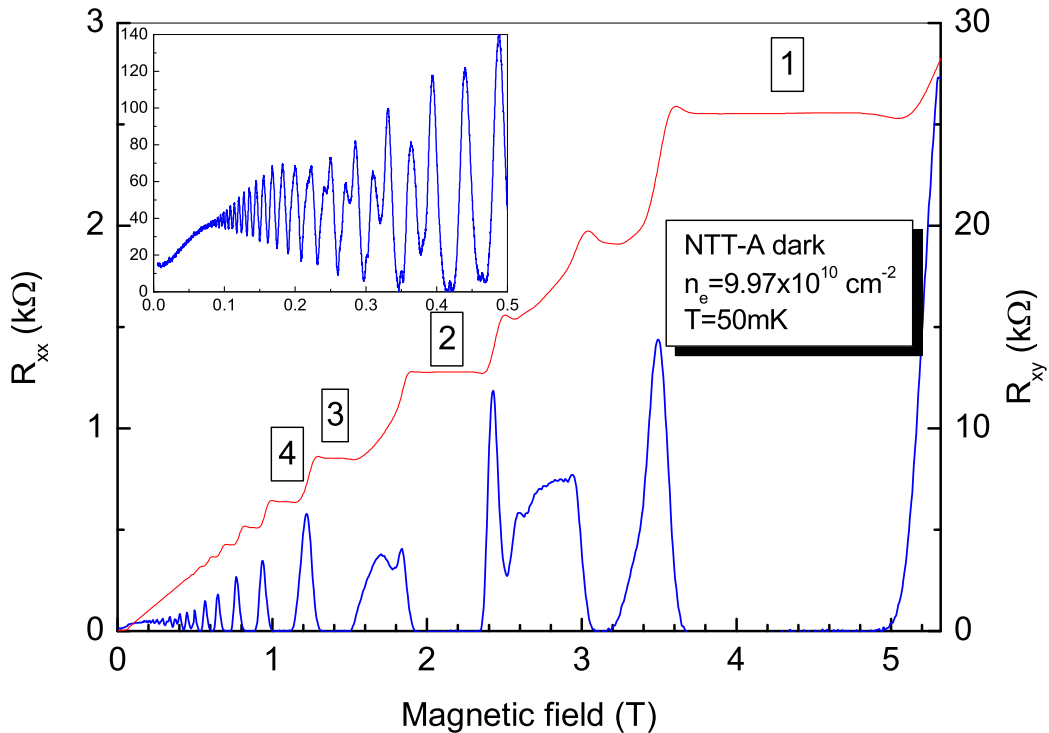


Fig. 3.4 Mesures des magnéto-résistance pour l'échantillon NTTA, dans un premier temps sans illumination et à $T_{bath} = 50mK$. L'effet Hall quantique entier est montré, ainsi que les oscillations de SdH à plus faible champ magnétique dans l'encadré en haut à gauche (d'après [1]).

Hormis le fait de présenter l'effet Hall quantique entier, la figure (3.4) montre également les oscillations de Shubnikov-de-Haas (SdH) à plus faible champ magnétique, lesquelles révèlent autour de 0.25 T un "splitting" lié au spin de l'électron, ce qui vient

confirmer l'excellente qualité du système électronique bidimensionnel de cet échantillon.

La magnéto-résistance de la figure (3.5), obtenue avec M1707, montre pour un balayage plus large en champ magnétique, l'effet Hall quantique fractionnaire (cf paragraphe 1.5.4) ce qui confirme de la même manière, l'excellente qualité de cet échantillon.

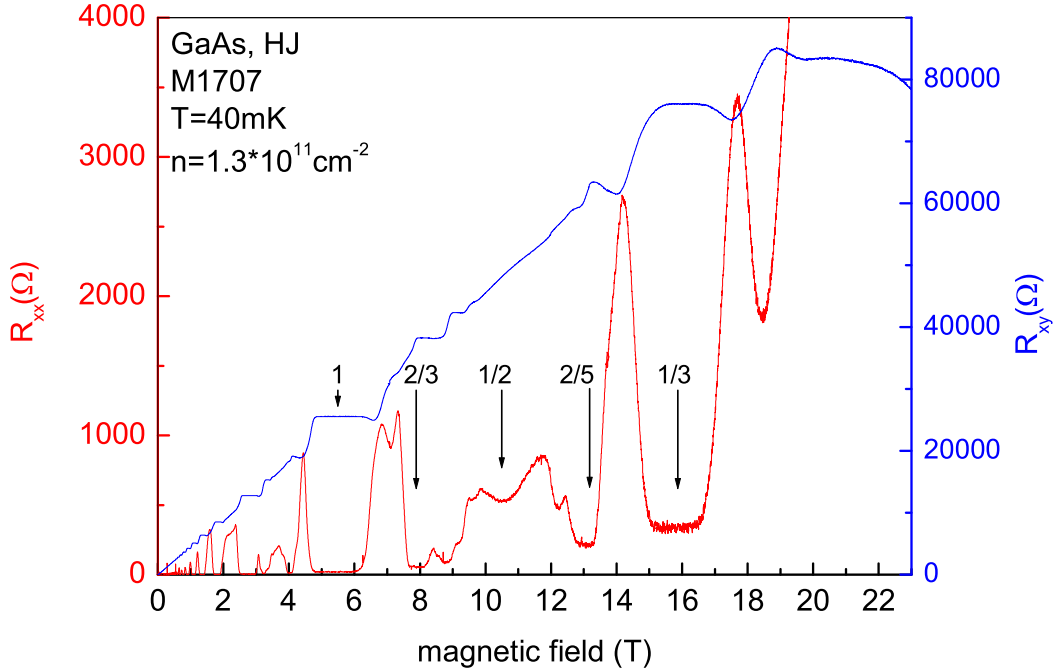


Fig. 3.5 Mesures des magnéto-résistance pour l'échantillon M1707, sans illumination et à $T_{bath} = 40 \text{ mK}$ (d'après [1]).

Nous réalisons, par la suite, le même type de mesures à très basses températures, mais cette fois en éclairant les échantillons pendant une courte durée. On utilise, pour cela, une LED infra rouge disposée à proximité de l'échantillon mesuré. Les résultats obtenus sont très significatifs, en particulier sur les oscillations de SdH, comme l'illustre la figure (3.6), où un léger décalage des oscillations de SdH, vers les champs magnétiques plus élevés est observé. L'illumination IR entraîne donc peu de changements sur la valeur de la concentration électronique. On peut voir cependant que le gap de spin, énoncé précédemment, est mieux développé pour la même valeur de champ magnétique ($\sim B = 0.27 \text{ T}$) ce qui est représentatif d'une mobilité plus importante. Pour obtenir ce type de résultat, une vitesse de balayage du champ magnétique très lente est nécessaire afin d'avoir la meilleure résolution possible. On peut conclure, d'après cette même figure (3.6), que la concentration électronique ne varie pas au cours du temps, et donc qu'une courte illumination optique suffit à mettre le système dans un régime quasi-stationnaire.

Des mesures de ces oscillations de SdH, en fonction de la température, permettraient une détermination de la masse effective électronique, théoriquement donnée grâce au terme inclus dans l'exponentiel de l'expression (1.37). Cependant pour connaître cette masse effective électronique, des méthodes plus directes sont utilisées, telles que des mesures d'ODCR (cf paragraphe 2.8), ou encore des mesures de transmission FIR (cf paragraphe 3.5), que nous présenterons plus loin dans ce chapitre.

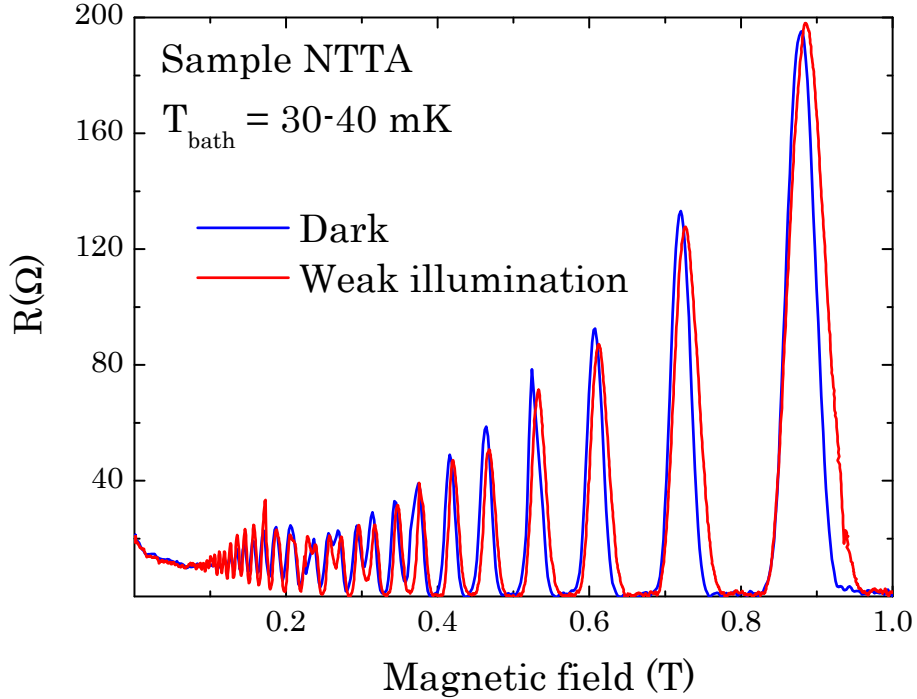


Fig. 3.6 Oscillations de SdH pour l'échantillon NTTA dans le noir, puis illuminé avec une LED IR pendant une courte durée.

Pour conclure sur ces premières mesures de magnéto-résistance, nous avons confirmé la qualité remarquable des deux échantillons, notamment prouvée par l'observation très propre des effets connus en champ magnétique, avec par ordre d'apparition, les oscillations de SdH où est distinct le gap de spin, l'EHQE, et enfin l'EHQF à plus fort champ magnétique. La courte illumination par la LED IR, apportée sur les échantillons, a révélé de faibles modifications sur la concentration électronique, tout en préservant un régime quasi-stationnaire. Ces premières réponses optiques font de ces échantillons de parfaits candidats pour les mesures de magnéto-PL que nous envisageons et que nous allons présenter dans la suite de ce mémoire.

3.3 Photoluminescence à $B = 0$ T

3.3.1 L'optique inter-bandes

Comme nous l'avons précisé auparavant, nous nous proposons d'utiliser la photoluminescence (PL), pour l'étude des propriétés des GE2D en champ magnétique. La PL permet dans le cas général de connaître la configuration des bandes d'énergie dans les solides, de même que leurs niveaux d'impuretés. Son principe est basé sur l'excitation d'une structure semi-conductrice, à l'aide généralement d'une lumière monochromatique, comme un LASER par exemple. Lorsque le semi-conducteur est excité optiquement, l'absorption des photons augmente la population électronique dans la BC et crée des trous dans la BV. Il y a alors génération de porteurs de charges, puisque chaque photon absorbé crée une transition énergétique inter-bandes, basée sur la loi de conservation du vecteur d'onde, soit $\delta k = 0$, selon l'illustration de la figure (3.7) ci-dessous.

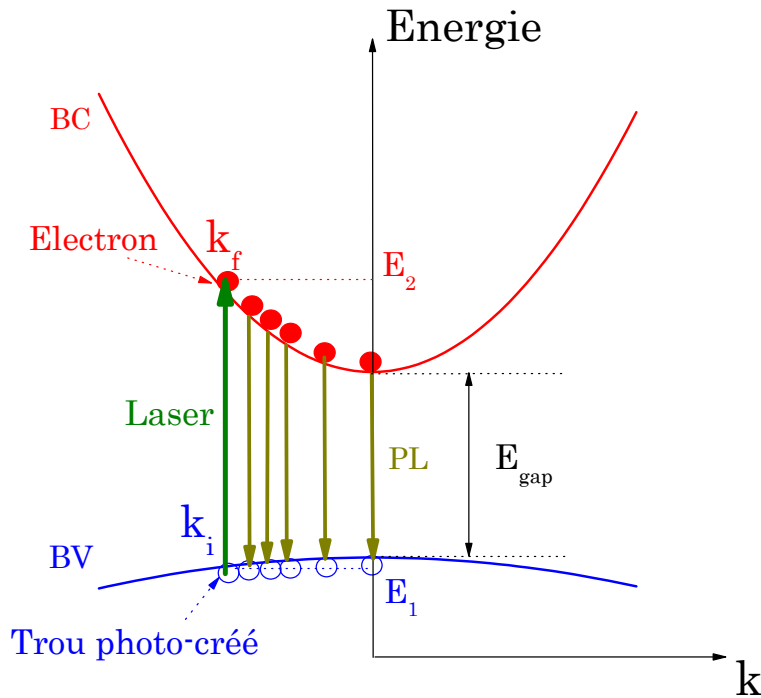


Fig. 3.7 Exemples des recombinaisons radiatives inter-bandes présentant le principe de la photoluminescence.

Ce type de transitions inter-bandes ne peut opérer que pour des énergies d'excitation supérieures à l'énergie de gap, variable selon les semi-conducteurs étudiés. L'intensité de la photoluminescence en fonction de l'énergie d'émission est fonction de l'ensemble des recombinaisons, pour toutes les transitions directes du vecteur d'onde k_f vers k_i ($\delta(k_f, k_i)$). De plus, elles n'ont lieu qu'entre les électrons contenus sur les états occupés de la BC

($D_e(k_f)$), avec les trous photo-crées situées sur les  tats d'énergie libres de la BV ($D_e(k_i)$). L'intensité $I(E)$ de la PL s'exprime donc comme suit,

$$I(E) \sim \int D_e(k_f) \cdot D_h(k_i) \cdot \delta(k_f, k_i) dk_i \quad (3.1)$$

Comme nous l'avons dit précedemment, les transitions inter-bandes doivent suivre la loi de conservation de l'énergie, tout comme la quantité de mouvement. Plus concrètement, on considère une onde électromagnétique monochromatique plane, de fréquence ω et de vecteur d'onde k , laquelle excite un semi-conducteur. Le photon associé à cette onde est donc caractérisé par :

- Son  nergie $E = h\nu = \hbar\omega$;
- Sa quantité de mouvement $p = \hbar k$ avec $\omega = kc/n$ où n est l'indice optique du milieu et c la célérité de la lumière dans le vide.

On répertorie ainsi deux types de transitions : **directes** et **indirectes**.

Dans le cas de **transitions directes ou verticales**, la quantité de mouvement du photon est très souvent négligeable devant celle de l'électron, et l'égalité $k_i = k_f$ est toujours vérifiée. L'équation de conservation de l'énergie implique par conséquent qu'au minimum $\hbar\omega > E_{gap}$ pour réaliser cette transition.

Pour des **transitions indirectes**, lorsque le vecteur d'onde k de l'électron est modifié, on fait intervenir une troisième particule afin de respecter la conservation du mouvement. C'est justement le rôle attribué par les phonons. Cette pseudo-particule est un mode propre de vibration du cristal, caractérisé par une énergie E , une pulsation ω , une quantité de mouvement et un vecteur d'onde k_{phonon} du même ordre de grandeur que celui de l'électron. La conservation de la quantité de mouvement pour une telle transition entraîne alors l'égalité suivante :

$$\hbar k_{photon} + \hbar k_i = \hbar k_f + \hbar k_{phonon} \quad (3.2)$$

Outre les transitions radiatives, il existe également des transitions non-radiatives, de type "Auger" par exemple, qui consiste à transférer l'énergie d'un électron en phase descendante de la BC à la BV, à un autre électron de la BC (ou à un trou de la BV). Tous ces mécanismes transitoires, engendrés par une simple excitation optique, font de la photoluminescence un phénomène complexe mais un procédé de mesure relativement complet.

Dans notre cas, nous nous intéressons à la photoluminescence d'un GE2D. On définit par E_C , l'énergie correspondante au minimum de la BC, et E_V , l'énergie correspondante

au maximum de la BV. L'énergie d'excitation optique hc/λ_{laser} est supérieure à l'énergie gap E_{gap} du matériau, où λ_{laser} est la longueur d'onde du laser. L'électron, qui absorbe un photon, photo-crée un trou, en passant de l'état d'énergie $E_i = E(k_i)$ de la BV, à l'état d'énergie $E_f = E(k_f)$ (cf figure 3.7) de la BC. Nous définissons en (3.3) et (3.4), les expressions théoriques de E_i et E_f , où m_e^* et m_h^* sont respectivement la masse effective des électrons et des trous.

$$E_i = E_{V0} - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_h^*} \quad (3.3)$$

$$E_f = E_{C0} + \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m_e^*} \quad (3.4)$$

Par définition, l'énergie du gap est donnée comme la différence d'énergie entre le minimum de la BC (E_{C0}) et le maximum de la BV (E_{V0}), soit $E_{gap} = E_{C0} - E_{V0}$. On introduit alors en (3.5), la notion de masse effective réduite m_r^* .

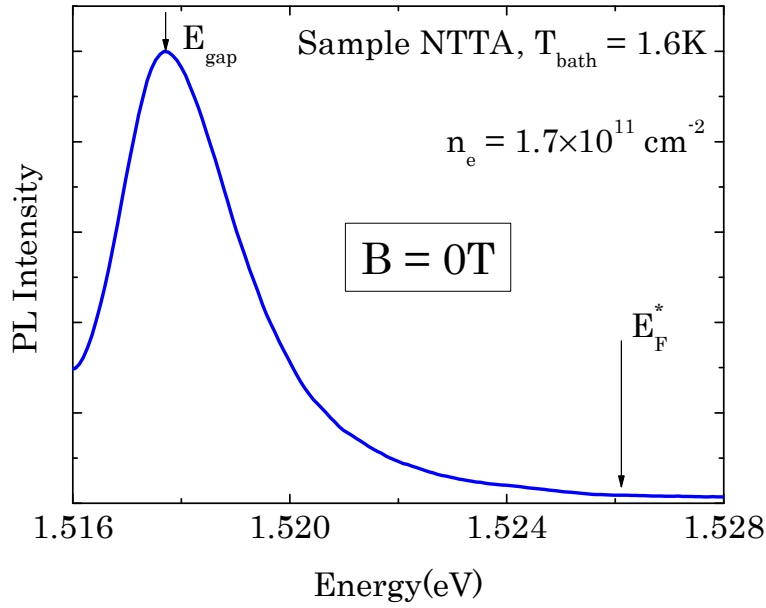


Fig. 3.8 Spectre de photoluminescence d'un GE2D à $B = 0$ T et à $T_{bath} = 1.6$ K, obtenu avec l'échantillon NTTA. Les différentes grandeurs caractéristiques sont également indiquées.

$$\Delta E = E_{gap} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (3.5)$$

avec $(m_r^*)^{-1} = (m_e^*)^{-1} + (m_h^*)^{-1}$ et $\Delta E = E_f - E_i$. Ainsi, au vecteur d'onde k_F , l'énergie de Fermi E_F^* , calculée en (3.6), est exprimée en fonction de m_r^* .

$$E_F^* = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_r^*} = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_e^*} \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right) = E_F \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right) = E_F \frac{m_e^*}{m_r^*} \quad (3.6)$$

Nous présentons sur la figure (3.8), un spectre de photoluminescence d'un GE2D typique, obtenu avec l'échantillon NTTA, où sont indiquées les différentes grandeurs explicitées dans ce paragraphe.

3.4 Photoluminescence à $B \neq 0$ T

Dans le cas d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement au GE2D, le spectre de photoluminescence est la conséquence de l'ensemble de photons d'énergies différentes, émis par toutes les recombinaisons radiatives inter-bandes de chacune des transitions autorisées, récapitulées sur le schéma de la figure (3.9). Les transitions dites "autorisées" regroupent toutes les transitions radiatives dont la différence du nombre quantique n , d'un niveau de Landau de la BC et d'un niveau de Landau de la BV, est nulle, soit $\Delta n = 0$.

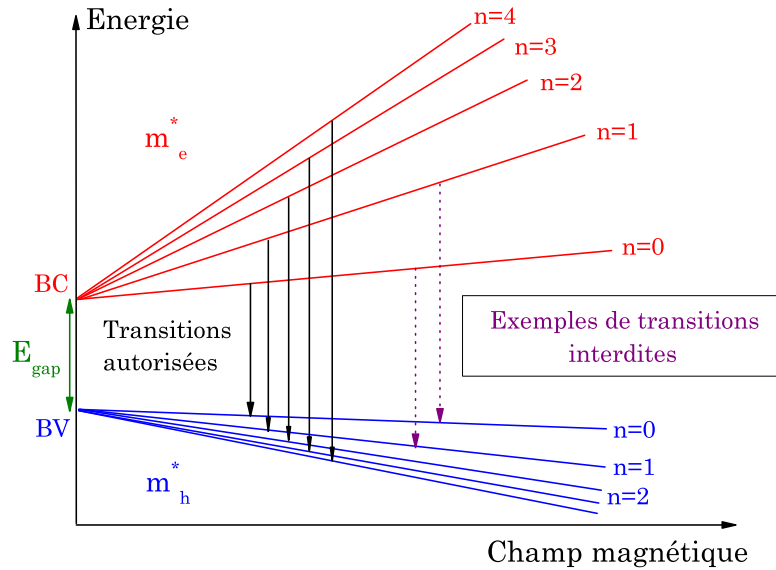


Fig. 3.9 Récapitulatif de toutes les transitions possibles entre les niveaux de la BV et la BC. Les flèches en pointillés représentent les transitions interdites selon lesquelles $\Delta n \neq 0$.

Les figures (3.10) et (3.11) présentent les magnéto-photoluminescences, effectuées sur chacun des deux échantillons selon la méthode décrite dans le chapitre expérimental (cf paragraphe 2.7), avec un champ magnétique appliqué perpendiculairement au GE2D.

On remarque que les spectres de PL, provenant de l'échantillon NTTA, apparaissent structurés en affichant distinctement les niveaux de Landau, conséquence des transitions radiatives "autorisées" évoquées précédemment.

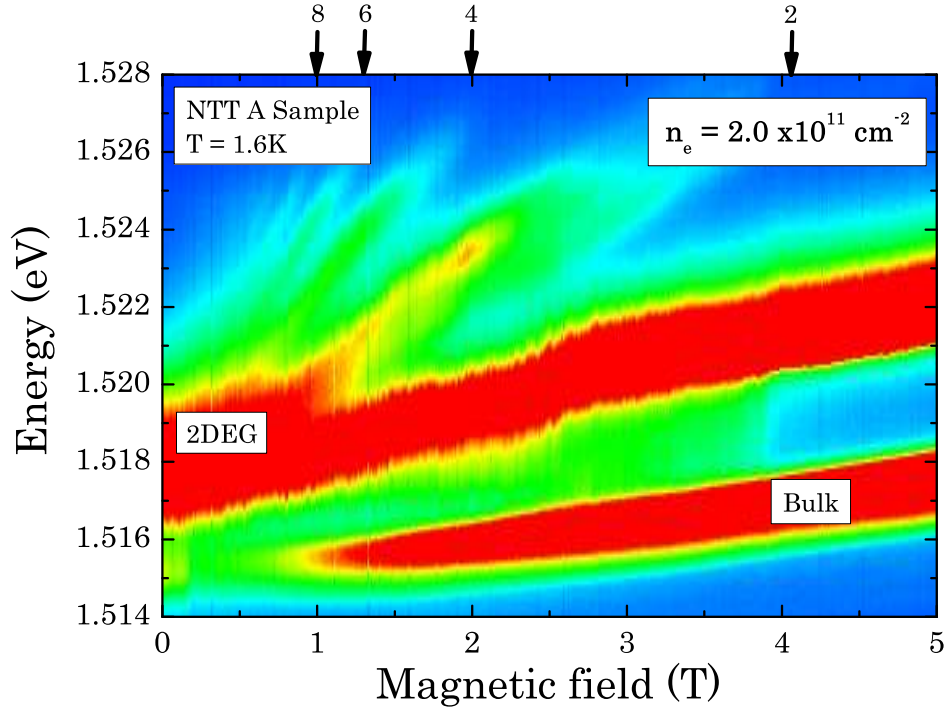


Fig. 3.10 Magnéto-photoluminescence de NTTA, à très basse température et pour un champ magnétique perpendiculaire au GE2D. La concentration électronique est $n_e = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

En ce qui concerne l'échantillon M1707, la magnéto-PL du GE2D n'apparaît, qui plus est timidement, que pour une gamme de champ magnétique comprise entre $3 < \nu_B < 4$, ou encore $\nu_B < 2$. Aujourd'hui, cet aspect n'a toujours pas été élucidé, et des mesures complémentaires sont nécessaires pour en comprendre les fondements. Bien que les propriétés intrinsèques soient proches de l'échantillon NTTA, M1707 est une hétérostructure, ce qui fait que les trous photo-crés ne sont pas stoppés par une barrière de potentiel, et par conséquent diffusent. Il n'y a donc pas suffisamment de trous photo-crés disponibles, pour recombiner avec les électrons de la BC, et donc pas d'émission de photons. C'est une des raisons pour lequel, nous ne sommes pas en mesure de distinguer la PL du GE2D, mais uniquement celle du bulk. Pour la suite de notre travail, et dans le but d'étudier, proprement dit, les effets induits par les micro-ondes sur la magnéto-PL des GE2D, nous solliciterons plus fréquemment les résultats obtenus par l'intermédiaire de l'échantillon

NTTA.

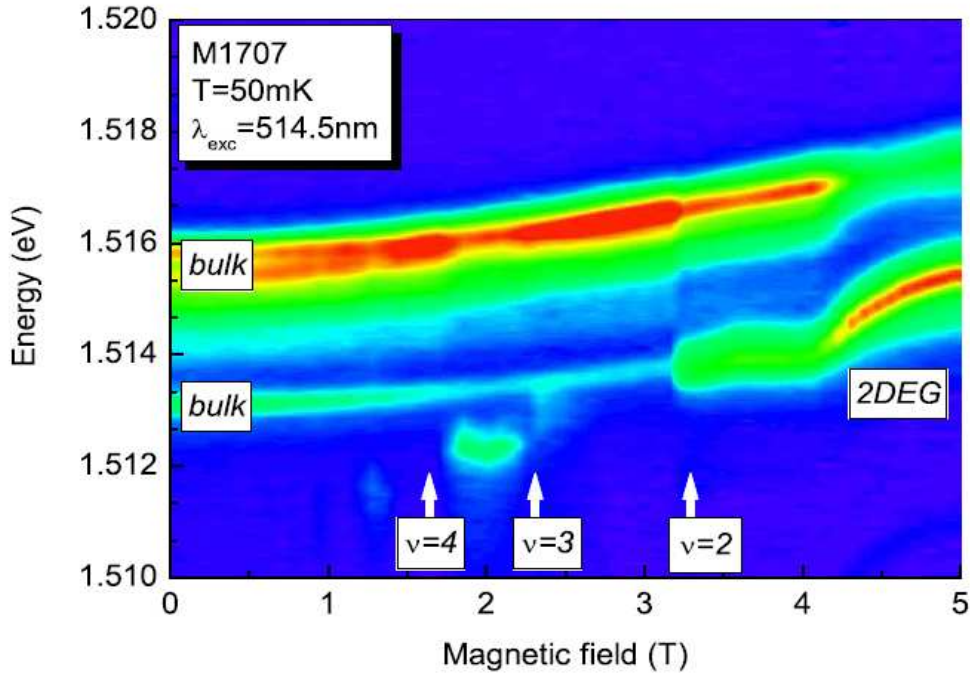


Fig. 3.11 Magnéto-photoluminescence de M1707 à $T_{bath} = 50$ mK et un champ magnétique perpendiculaire à l'échantillon (d'après [1]).

3.4.1 Détermination de la concentration électronique n_e

Grâce aux spectres de magnéto-PL très structurés de l'échantillon NTTA, où les niveaux de Landau sont clairement distincts, nous allons pouvoir déterminer la valeur de la concentration électronique n_e . En effet en fonction de la puissance d'excitation optique, la PL des niveaux de Landau évolue, ce qui est significatif des variations de la concentration électronique. Expérimentalement, le calcul de n_e s'effectue en analysant les spectres de PL, pour des valeurs de champ magnétique données. Par la suite, nous procédons au comptage des niveaux de Landau qui apparaissent, avec un facteur multiplicateur 2 pour le spin.

Le nombre obtenu pour chacun des spectres de PL, est en fait par définition le facteur de remplissage ν_B , que nous connaissons à présent pour plusieurs valeurs de champs magnétiques, nommés B_{ν_B} . Le tracé des points d'ordonnée $B_{\nu_B}^{-1}$ et d'abscisse

ν_B , donne un comportement linéaire, dont le coefficient directeur a permet de déduire la valeur de la concentration électronique, avec $n_e = 0.24/a$. Cette expression est issue de $n_e = \nu_B D_{2D} B_{\nu_B}$, où D_{2D} est la dégénérescence de chaque niveau de Landau, égale à $0.24 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{T}$. A titre d'exemple, nous avons représenté sur les figures (3.12) et (3.13) des spectres de magnéto-PL pour des puissances d'excitation optique croissantes, ce qui équivaut, comme nous le montrons plus loin, à une diminution de la concentration électronique n_e .

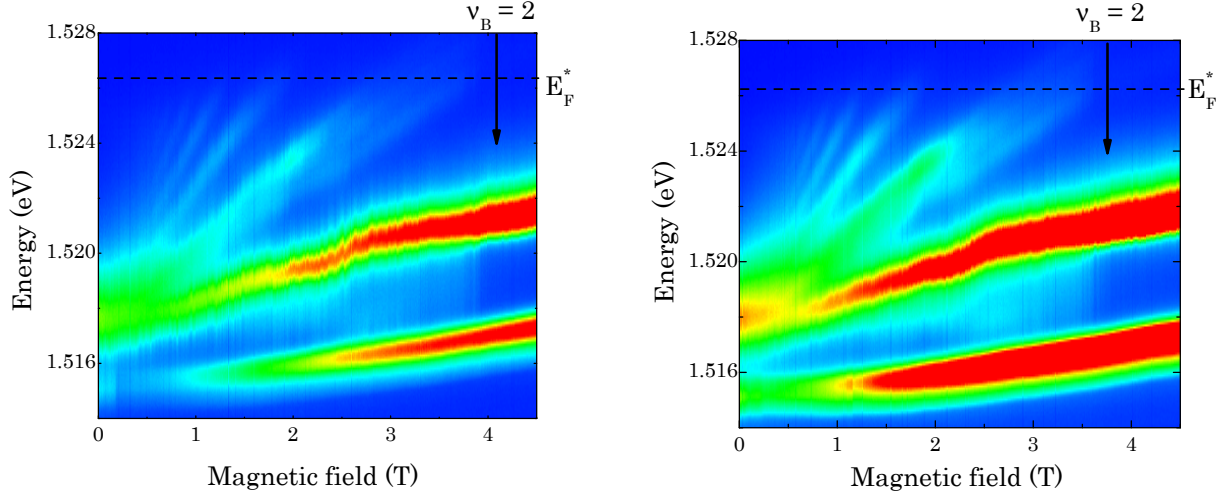


Fig. 3.12 Représentations 2D des spectres de magnéto-PL, obtenus avec l'échantillon NTTA, pour différentes puissances d'excitation optique.

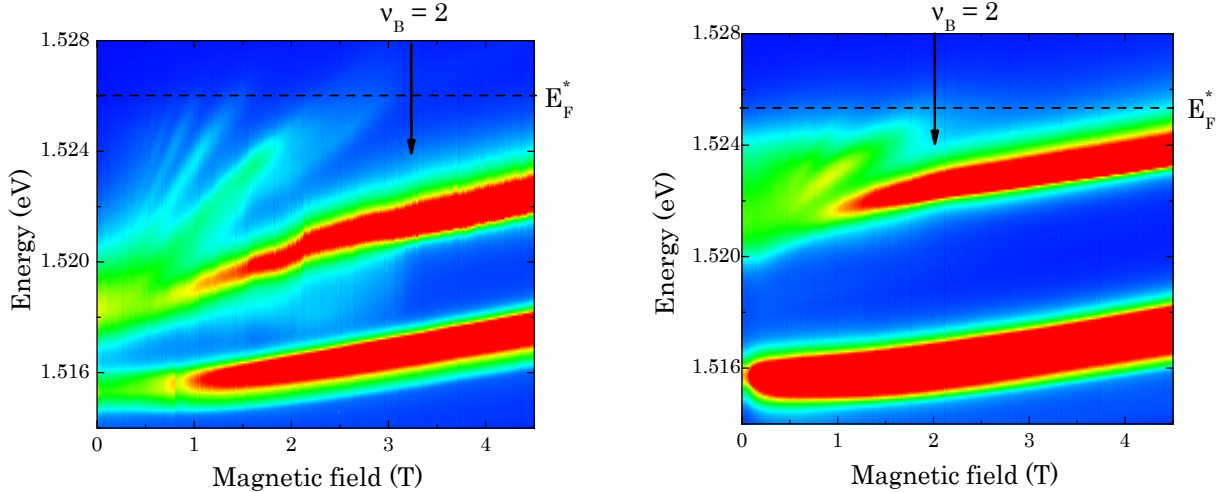


Fig. 3.13 Représentations 2D des spectres de magnéto-PL, obtenus avec l'échantillon NTTA, pour différentes puissances d'excitation optique.

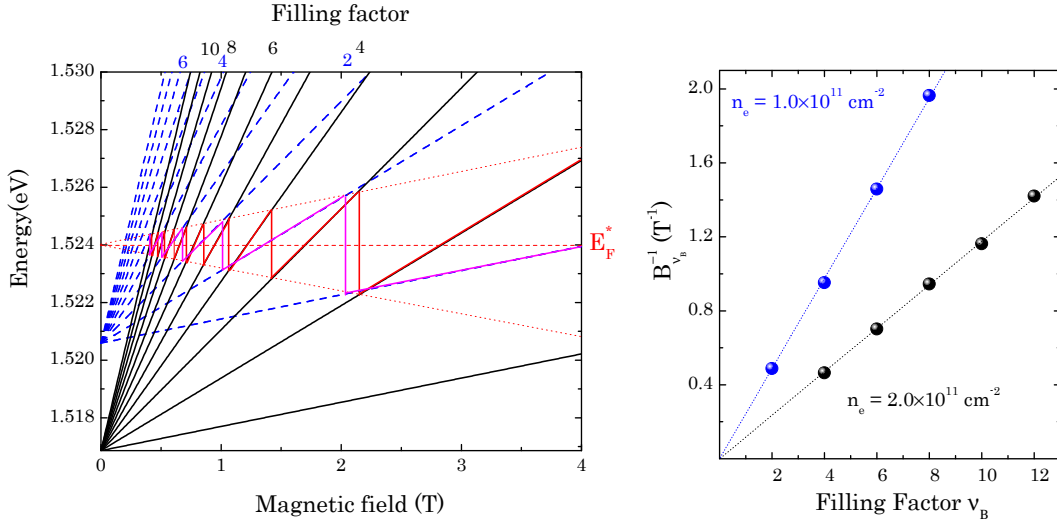


Fig. 3.14 Evolutions en champ magnétique des niveaux de Landau pour deux concentrations électroniques. En bleu, une concentration de $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, et en noir $n_e = 2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Si nous analysons, par exemple, les données expérimentales présentées sur les figures ci-dessus, nous pouvons alors tracer, comme sur la figure (3.14), l'évolution des niveaux de Landau et du niveau de Fermi E_F^* , en fonction du champ magnétique et pour deux valeurs de concentrations électroniques n_e . En suivant la méthode énoncée précédemment pour la détermination de n_e , nous pouvons alors placer les points de la figure (3.14) à droite, et en déduire les valeurs des concentrations électroniques.

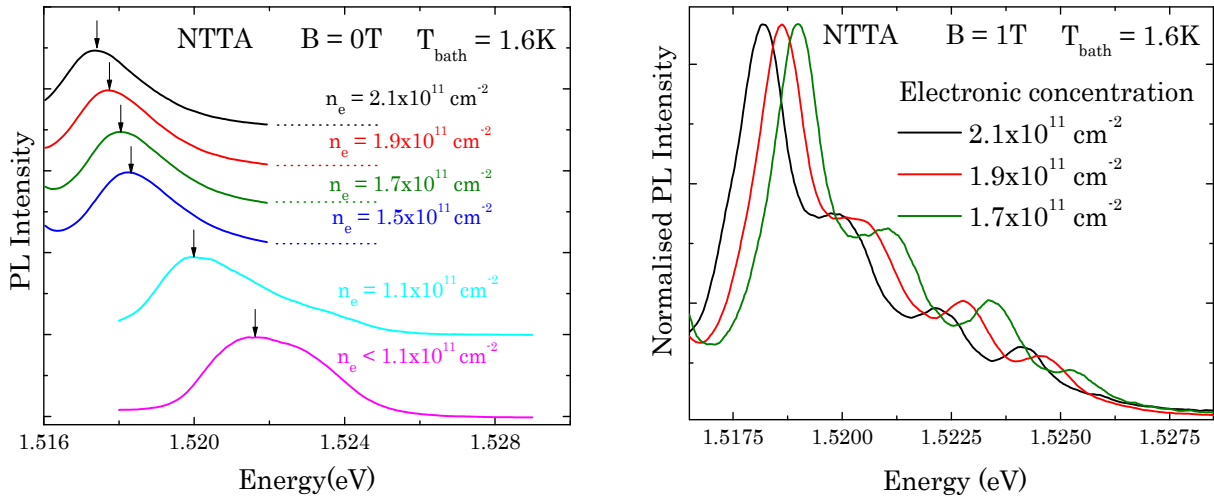


Fig. 3.15 A gauche : évolutions des spectres de photoluminescence, obtenus avec l'échantillon NTTA, en fonction de la concentration électronique et pour un champ magnétique nul. A droite : évolution des spectres de photoluminescence, obtenus avec l'échantillon NTTA, pour différentes concentrations électroniques et un champ magnétique $B = 1 \text{ T}$.

La figure (3.14) de gauche montre certaines particularités, comme par exemple pour des facteurs de remplissage *pairs*, où le niveau de Fermi est situé exactement entre un niveau de Landau complètement rempli, et un niveau de Landau totalement vide.

Au contraire, lorsque le facteur de remplissage ν_B est *impair*, et à cause de l'énergie de Zeeman, le niveau de Fermi se situe exactement au milieu du gap de spin. On peut alors (en rouge) extrapoler l'évolution de l'énergie de Fermi E_F^* en champ magnétique, pour déterminer sa valeur à champ magnétique nul.

Une variation de la concentration électronique s'observe directement sur les spectres de photoluminescence, comme nous le montrons avec les spectres de PL de la figure (3.15), où un décalage de l'ensemble du spectre de PL du GE2D vers les énergies d'émission plus élevées est observé pour une diminution de la concentration électronique n_e . Ce décalage est encore plus net à $B = 1$ T, pour un champ magnétique où la PL des niveaux de Landau est bien structurée, comme le montre cette même figure.

L'un des avantages de ce comportement optique et donc que la photoluminescence, en fonction de la concentration électronique, a pour avantage de permettre à l'expérimentateur, de se positionner dans des conditions de mesures quasi-similaires, une fois un spectre de référence à un champ magnétique donné obtenu.

3.4.2 Détermination de la masse effective m_e^*

La masse effective électronique est un paramètre important, mais surtout indispensable, pour de nombreux modèles théoriques. Pour déterminer sa valeur, il existe des procédés de mesures et des équipements plus sophistiqués, comme par exemple la technique ODCR, énoncée dans le paragraphe (2.8), qui permet notamment de mesurer la résonance cyclotron électronique (RCE). La valeur de la masse effective m_e^* est d'autant plus précise que les sources micro-ondes sont diverses, avec des énergies $\hbar\omega$ étendues. La plupart des applications dans le domaine des micro-ondes, couvrent une plage courte qui s'étend de 1 à 40 GHz. Cependant, ce domaine est bien plus vaste et s'étend approximativement de 0.3 à 1000 GHz, après quoi, nous entrons dans le domaine de l'infra-rouge.

Pour effectuer ce type d'expérimentation, le critère $\mu B > 1$ doit être vérifié, ce qui est le cas en général pour des échantillons de haute mobilité électronique. En effet, dans notre cas, la mobilité la plus élevée est donnée par l'échantillon NTTA, avec une mobilité électronique de $550 \text{ m}^2/\text{V.s}$. Le champ magnétique minimum, et nécessaire, pour respecter

cette condition, est donc de 2 mT, ce qui donne une fréquence théorique micro-onde minimale de 0.8 GHz, avec $m_e^* = 0.069 \cdot m_0$. Toutes les conditions sont donc réunies pour une détection de la résonance cyclotron. Nous proposons cependant, dans un premier temps, de déterminer la masse effective électronique par l'intermédiaire de la spectroscopie de Fourier (paragraphe 2.2.3), qui travaille dans des gammes d'énergies IR, et qui nous servira de spectre de référence pour valider nos futures mesures de photoluminescence. Nous verrons plus tard, au paragraphe (4.1.1), que la valeur de cette masse électronique effective n'est pas constante, en particulier lorsque la concentration électronique change. C'est pourquoi, il n'est pas rare, d'une expérimentation à l'autre, d'obtenir des valeurs de masse effective qui fluctuent légèrement à $\pm 1\%$, si la concentration électronique est fixée de manière aléatoire.

3.5 Mesures par spectroscopie de Fourier

Nous avons utilisé la spectroscopie de Fourier, pour déterminer la valeur de la masse effective électronique. Les spectres de transmission que nous présentons dans ce paragraphe sont le résultat de la division du spectre provenant de l'échantillon, avec un spectre de référence obtenu sans échantillon.

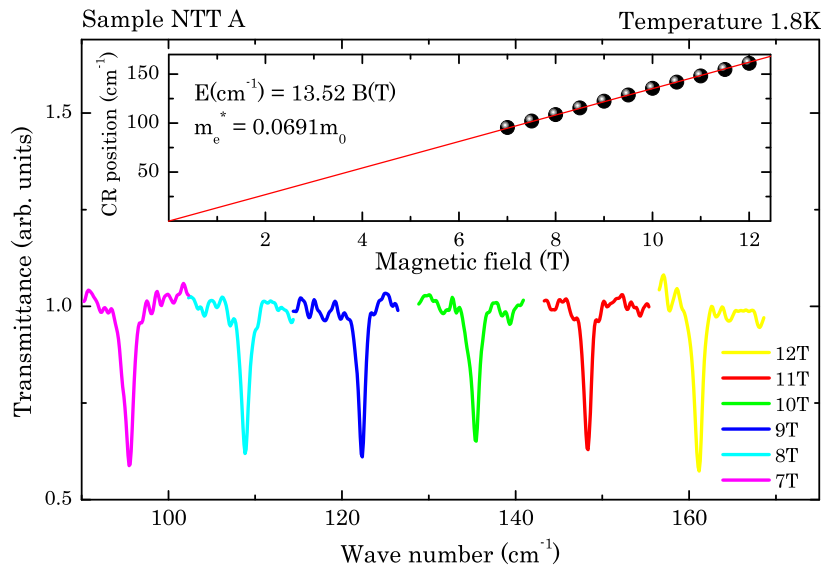


Fig. 3.16 Mesures de transmission effectuées sur l'échantillon NTTA, ce qui permet de tracer la dépendance linéaire de la résonance cyclotron et donc de déterminer la masse effective électronique $m_e^* = 0.069 \times m_0$.

Ceci permet notamment de s'affranchir de la réponse de la chaîne de mesure (détecteur, séparatrice), et de ne garder que la réponse relative de nos échantillons. Les figures (3.16) et (3.17) présentent les spectres de transmission obtenus avec nos échantillons, respectivement NTTA et M1707, pour différentes valeurs de champs magnétiques. En utilisant le modèle de l'électron libre, développé par Drude, la dépendance de la résonance cyclotron est linéaire avec le champ magnétique, ce qui permet alors le calcul de la masse effective électronique, une fois le champ magnétique résonant connu. La position des pics d'absorption résonants (en cm^{-1}), tracée en fonction du champ magnétique, vérifie cette dépendance linéaire, et permet de déduire les masses effectives électroniques, respectivement $m_e^* = 0.0691 \times m_0$ pour l'échantillon NTTA, et $m_e^* = 0.0712 \times m_0$ pour l'échantillon M1707.

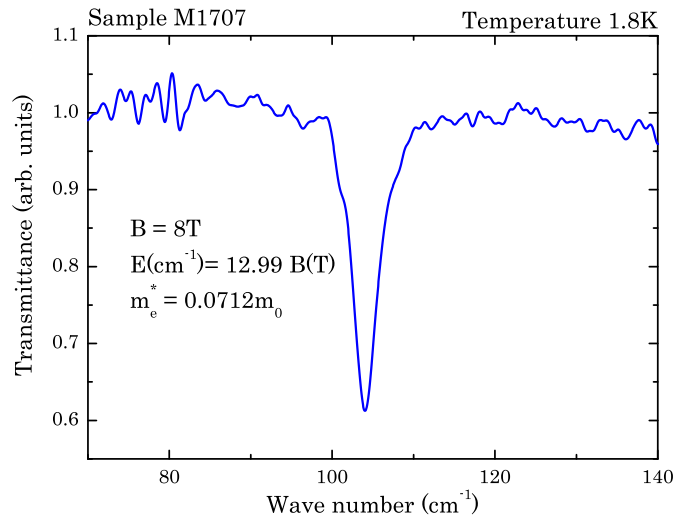


Fig. 3.17 Mesures de transmission effectuées sur l'échantillon M1707, ce qui permet de tracer la dépendance linéaire de la résonance cyclotron et donc de déterminer la masse effective électronique $m_e^*=0.071 \times m_0$.

3.6 Mesures de magnéto-résistance sous irradiation micro-ondes

Nous présentons sur les figures (3.18) et (3.19) ci-après, les résultats de mesures de magnéto-résistances sous irradiation micro-ondes, obtenus avec nos deux échantillons. On observe, pour différentes fréquences micro-ondes, des réponses oscillatoires qui correspondent au comportement des MIROs, énoncées au paragraphe (1.5.7) du chapitre d'introduction.

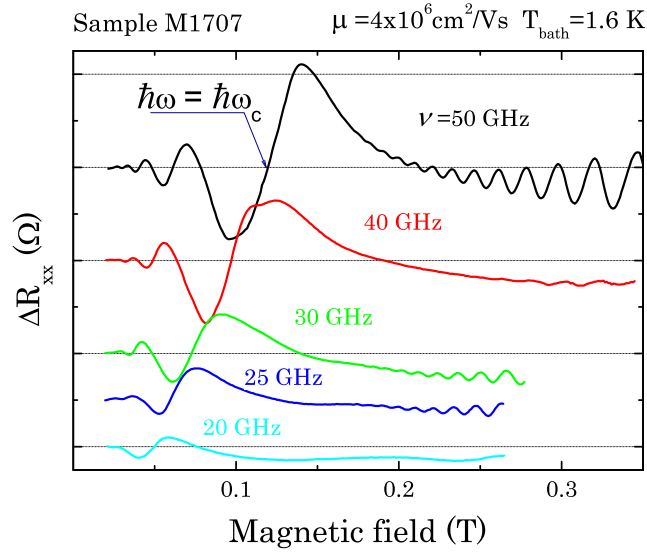


Fig. 3.18 Oscillations de la magnéto-résistance longitudinale R_{xx} , induites par les micro-ondes de différentes fréquences, pour l'échantillon M1707.

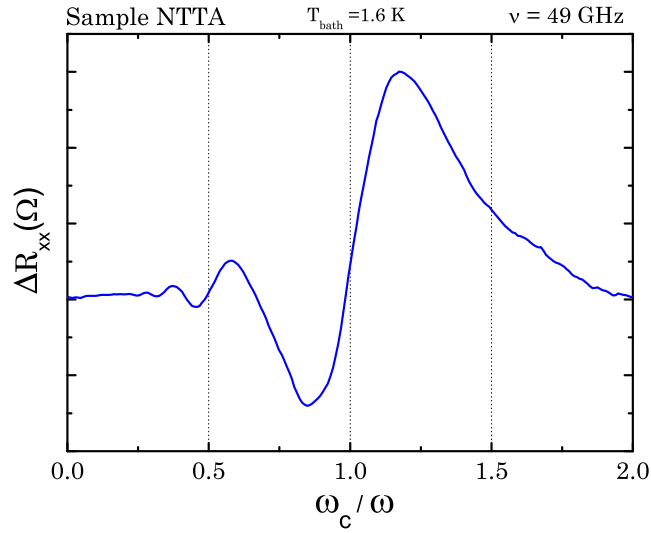


Fig. 3.19 Oscillations de la magnéto-résistance longitudinale R_{xx} , induites par les micro-ondes à une fréquence de 49 GHz, pour l'échantillon NTTA, et à $T_{\text{bath}} = 1.6 \text{ K}$. ΔR_{xx} représente la différence entre les mesures de magnéto-résistance avec micro-ondes et les mesures sans micro-ondes [2].

Nous vérifions, avec les résultats de nos mesures, que ces oscillations induites par les micro-ondes ont bien une périodicité liée au rapport de l'énergie micro-onde $\hbar\omega$, sur l'énergie cyclotron électronique $\hbar\omega_c$. Ces résultats convergent, une fois encore, pour confirmer l'excellente qualité des échantillons NTTA et M1707, qui en plus de posséder des propriétés optiques en champ magnétique intéressantes, réagissent de façon significative à une illumination de type micro-onde, ce qui est particulièrement encourageant pour la suite de notre étude.

Bibliographie

- [1] M. Byszewski, *Optical properties of a two dimensional electron gas in magnetic fields*, thèse (2005)
- [2] S.A. Studenikin, M. Potemski, P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, Z.R. Wasilewski, *Solid State Comm.* **129**, 341 (2003)

Chapitre 4

Effets des micro-ondes sur la magnéto-PL

Les expérimentations présentées dans ce chapitre ont été effectuées dans le but d'analyser puis d'étudier les changements induits par les micro-ondes, sur les spectres de magnéto-photoluminescence. Pour ce faire, nous avons utilisé la totalité des sources électromagnétiques décrites au paragraphe (2.3).

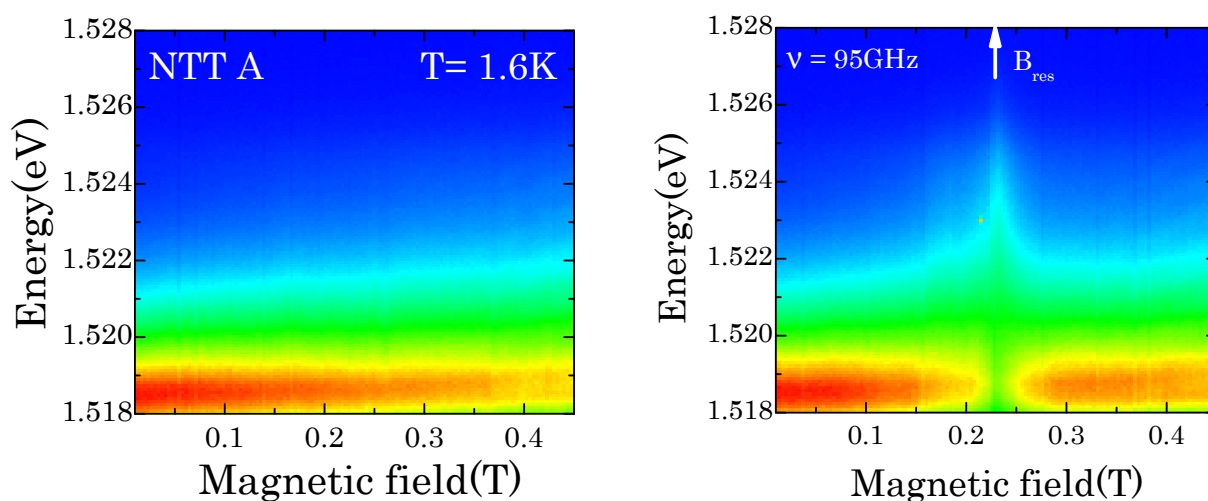


Fig. 4.1 A gauche : spectres de magnéto-photoluminescence "sans" micro-ondes obtenus avec l'échantillon NTTA. A droite : même série de mesures que précédemment mais "avec" une irradiation micro-ondes de fréquence 95 GHz.

Sur le principe décrit au paragraphe (2.7), nous mesurons une série de spectres de photoluminescence en fonction du champ magnétique, dans un premier temps en l'absence de micro-ondes. Puis, nous répétons la même série de mesures optiques en irradiant à présent l'échantillon. Les effets induits par les micro-ondes sont, par la suite,

déduits de la comparaison des deux séries de spectres de magnéto-photoluminescence mesurées, représentées typiquement sur la figure (4.1) ci-après.

En première observation, les effets des micro-ondes les plus marquants sur la magnéto-PL, sont observés sur une gamme étroite de champ magnétique, localisés sur les graphes par B_{res} . Nous verrons que ce champ magnétique résonant évolue en fonction de la valeur de la fréquence des micro-ondes générée, ce qui est caractéristique du comportement linéaire de la résonance cyclotron électronique (cf paragraphe 1.5.6), où l'égalité est respectée, entre la fréquence micro-ondes et la fréquence cyclotron de l'électron autour du champ magnétique.

Dans le paragraphe suivant, nous montrons que l'absorption principale attribuée au phénomène de résonance cyclotron, n'est valable que pour des fréquences micro-ondes relativement importantes, et donc pour des valeurs de champ magnétique élevées. En effet, la réponse optique d'un GE2D sous illumination micro-ondes, de fréquences moins importantes, montre des absorptions résonantes bien plus complexes, pour des champs magnétiques plus faibles. Nous essaierons dans ce chapitre de comprendre pourquoi, en présentant des résultats de mesures obtenus par l'intermédiaire de nombreuses expérimentations effectuées pour ces faibles champs magnétiques.

4.1 Etude des comportements résonants

4.1.1 Régime à fort champ magnétique

Ces premières mesures de magnéto-photoluminescence ont été effectuées avec le laser FIR, décrit au paragraphe (2.3). L'avantage d'une telle source Tera-Hertz est de pouvoir travailler dans des gammes d'excitations électromagnétiques proches de celles utilisées pour les mesures de transmission par spectroscopie de Fourier (cf. paragraphe 3.5). La magnéto-photoluminescence sous irradiation FIR de fréquence 2.522 THz, 84.06 cm^{-1} ou encore 10.43 meV, est présentée sur la figure (4.2).

Les micro-ondes modifient la magnéto-PL pour deux valeurs de champs magnétiques résonants, indiquées par les repères $B_{res}^{(1)}$ et $B_{res}^{(2)}$. Les perturbations observées dans les spectres de photoluminescence peuvent également être visualisées sur les tracés à droite de cette même figure (4.2), où pour certaines énergies d'émission, les intensités de photoluminescence en fonction du champ magnétique sont représentées. On peut ainsi déterminer plus précisément les valeurs des champs magnétiques résonants, soit $B_{res}^{(1)}=6.11 \text{ T}$ et $B_{res}^{(2)}=6.42 \text{ T}$.

Connaissant l'évolution de la photoluminescence pour des champs magnétiques plus faibles, nous pouvons affirmer que l'absorption résonante, située au champ magnétique $B_{res}^{(1)}$, est relative au bulk, alors que l'absorption résonante à $B_{res}^{(2)}$ est observée dans la partie de la photoluminescence correspondant au GE2D. Nous pouvons affirmer que ces effets, conséquences d'une excitation électromagnétique, se produisent lorsque la fréquence des micro-ondes est égale à la fréquence cyclotron du mouvement des électrons en champ magnétique, d'où la condition correspondante de la résonance cyclotron électronique,

$$h\nu = \hbar\omega_c = \hbar \frac{eB_{res}}{m_e^*} \quad (4.1)$$

avec ν la fréquence des micro-ondes. En prenant B_{res} le champ magnétique résonant qui correspond à chacun des champs magnétiques $B_{res}^{(1)}$ et $B_{res}^{(2)}$, on peut en déduire les valeurs respectives des masses effectives électroniques, soit $m_e^{*(1)} = 0.068 \times m_0$ pour le bulk, et $m_e^{*(2)} = 0.071 \times m_0$ pour le GE2D.

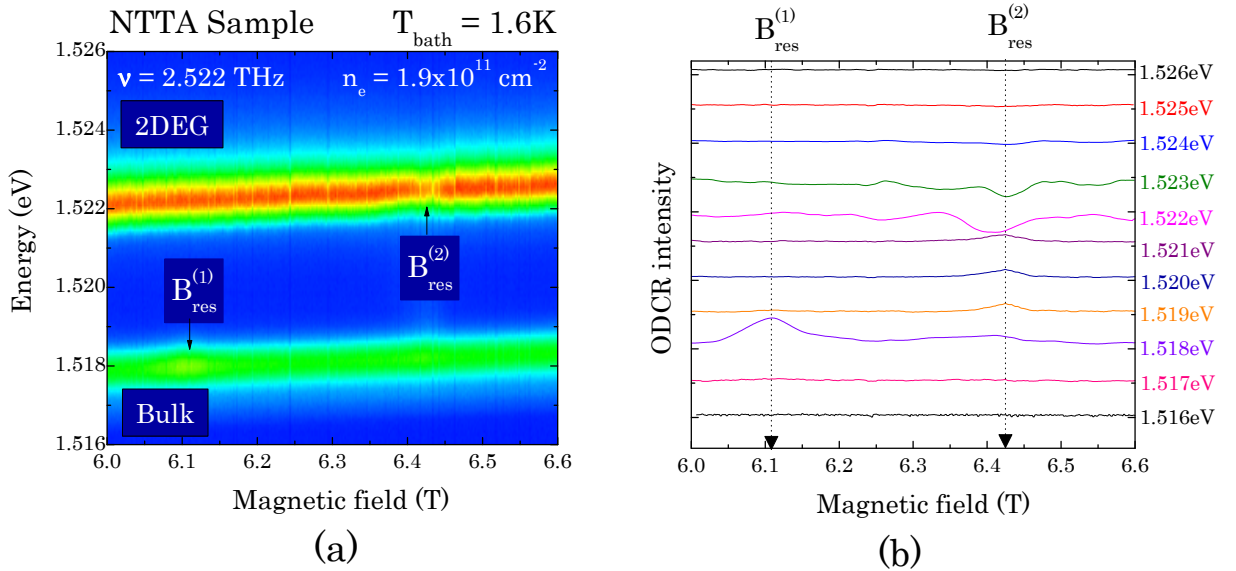


Fig. 4.2 (a) Représentation en 2D d'une série de spectres de PL accumulés en champ magnétique sous une excitation de 2.522 THz ; (b) Représentation de l'intensité de la photoluminescence en fonction de différentes énergies d'émissions.

Pour conclure sur cette partie, les absorptions résonantes et induites par les micro-ondes sur les spectres de magnéto-PL, sont reliées au phénomène d'absorption de la résonance cyclotron électronique, propre aux différentes couches de notre échantillon. En effet, la RCE présente au champ magnétique le plus faible, est attribuée aux électrons présents dans la couche tampon, alors que la résonance à champ magnétique plus élevé est relative aux électrons dans le puits quantique. Les résultats présentés dans ce paragraphe

montrent l'avantage et l'intérêt des expérimentations ODCR, grâce notamment à la possibilité de pouvoir optiquement sélectionner et travailler sur une couche précise (2D ou 3D) de notre échantillon.

Des mesures similaires ont été entreprises avec des excitations électromagnétiques de plus faibles énergies, ce qui a permis, en procédant de la même manière, la détermination des champs magnétiques résonants et des masses effectives électroniques respectives, dont les valeurs sont récapitulées dans le tableau (4.3) ci-dessous.

Fréquence(GHz)	Energie(meV)	$B_{res}^{(1)}$ (T)	$B_{res}^{(2)}$ (T)	$m_e^{*(1)}$	$m_e^{*(2)}$
2522	10.43	6.11	6.42	0.068	0.071
525.4	2.17	1.24	1.28	0.067	0.069
428.6	1.77	1.022	1.037	0.067	0.068

Fig. 4.3 Valeurs de champs magnétiques résonants et des masses effectives correspondantes en fonction des différentes fréquences d'excitations micro-ondes.

On constate que les valeurs de masse effective électronique dans le puits quantique sont plus importantes que celles obtenues pour le bulk. Cet effet de non-parabolicité est en particulier dû aux électrons contenus dans le puits quantique et proches du niveau de Fermi E_F , comme l'explique le modèle décrit par P. Pfeffer [1] pour un système à deux bandes d'énergies. Les variations observées sur $m_e^{*(2)}$, pour des fréquences d'excitations micro-ondes et des champs magnétiques plus faibles, sont attribuées au fait que les puissances d'excitations optiques modifient la concentration électronique n_e . En effet, nous rappelons (cf paragraphe 3.4.1), qu'une concentration électronique faible est obtenue pour une forte puissance d'excitation optique.

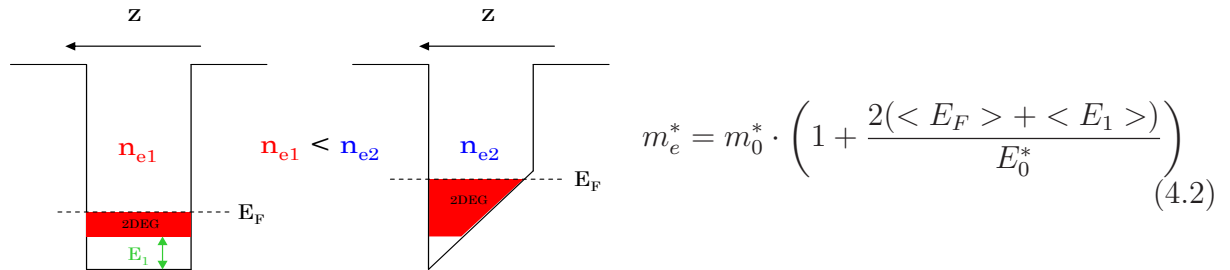


Fig. 4.4 A gauche : évolution de l'énergie E_1 dans le puits quantique, pour deux concentrations électroniques différentes. A droite : expression de la masse effective m_e^* , d'après P. Pfeffer [1].

Inversement, l'obtention de fortes concentrations électroniques s'obtient pour de faibles puissances d'excitations optiques. Dans le cas d'un GE2D, confiné entre l'énergie

de bande E_1 et l'énergie de Fermi E_F , la masse effective électronique se calcule avec la relation (4.2), où E_0^* est le gap "effectif", proche de 1.5 eV dans notre cas, et $m_0^* = 0.067$ dans le GaAs [1]. Lorsque la concentration du gaz 2D électronique est faible (n_{e1}), les déformations engendrées sur le puits quantique sont négligeables, alors que lorsque la concentration électronique augmente, le recourbement de bande est bien plus important, comme l'explique le schéma de la figure (4.4). La valeur de E_1 , dans le second cas, est par conséquent plus difficile à déterminer, car sa dépendance varie selon l'axe de croissance z de l'échantillon. Cependant, étant donné les variations de l'énergie de Fermi E_F dans la bande de conduction en fonction de la concentration électronique, nous pouvons émettre l'hypothèse que la masse effective électronique augmente pour des accroissements de n_e et inversement. De nouvelles mesures de magnéto-PL, effectuées pour une fréquence d'excitation micro-onde constante de 2522GHz et deux valeurs de concentrations électroniques, vont nous permettre de vérifier cette hypothèse.

L'analyse approfondie des spectres de magnéto-PL pour une énergie d'émission donnée montre les spectres ODCR en fonction du champ magnétique présentés sur la figure (4.5) ci-dessous.

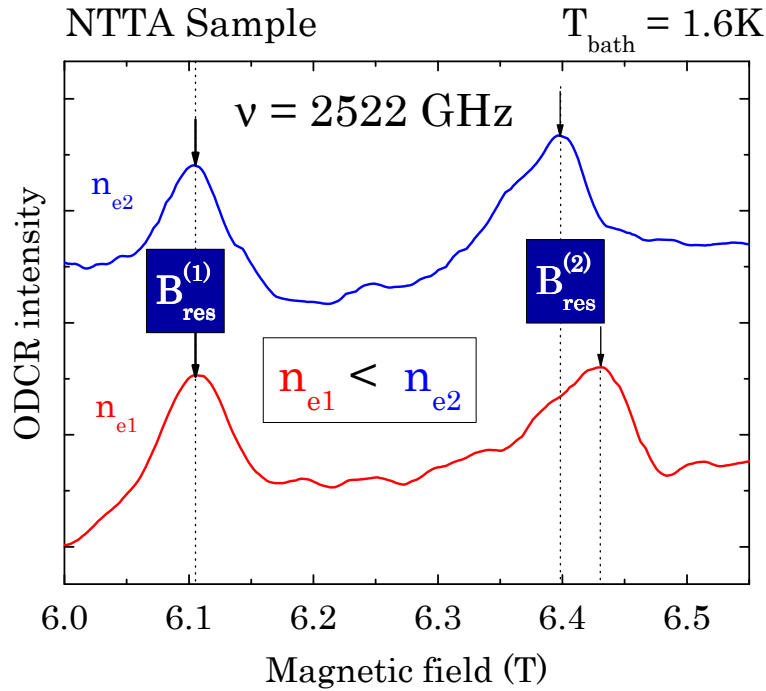


Fig. 4.5 Intensité des spectres ODCR, pour une énergie d'émission donnée et deux valeurs de concentrations électroniques.

On observe, pour une concentration électronique $n_{e1} < n_{e2}$, que la position du champ

magnétique résonant $B_{res}^{(2)}$ est plus importante, ce qui est en contradiction avec notre hypothèse de départ, expliquant que la masse effective électronique évoluait selon les variations de la concentration électronique. De plus, la masse effective, attachée au bulk, n'est que très peu modifiée par ces variations de concentration électronique. En effet, les électrons contenus dans le bulk sont très peu nombreux, ce qui implique que les variations de n_e influent très faiblement sur l'énergie de Fermi E_F , et donc sur la masse effective, comme l'exprime la relation (4.2), avec $E_1 = 0$.

En conclusion, nous avons mesuré à fort champ magnétique, des spectres de photoluminescence, sous irradiations électromagnétiques provenant d'un laser FIR. Les résultats des mesures montrent des absorptions résonantes, l'une prononcée dans la photoluminescence du bulk et l'autre située dans la PL associée au GE2D. La détermination des masses effectives électroniques respectives, calculées à partir de la relation d'égalité entre l'énergie micro-onde et l'énergie cyclotron des électrons soumis à un champ magnétique, a permis de montrer que la masse effective du GE2D était plus importante que celle du bulk, pour ces gammes de champ magnétique. De plus, des déviations du champ magnétique résonant ont été observées pour des changements de concentration électronique, ce qui est en accord avec la théorie du modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ décrit par P. Pfeffer [1]. Enfin, nous montrons expérimentalement que les variations de la masse effective n'évoluent pas toujours dans le même sens que la concentration électronique, du fait d'importants recourbements de bande provoqués par le confinement des porteurs dans le puits quantique.

4.1.2 Régime à faible champ magnétique

Dans cette partie, nous avons entrepris des mesures similaires mais dans le but cette fois d'étudier les changements induits par des fréquences micro-ondes plus faibles, sur les spectres de magnéto-photoluminescence. Ces mesures nous permettent de mettre en application les autres sources disponibles comme la diode Gunn, le Carcinotron ou encore le spectromètre RPE, décrits précédemment aux paragraphes (2.2.4) et (2.3). On remarque, sur les spectres de magnéto-PL, une réponse beaucoup plus prononcée, où les effets des micro-ondes sont déjà clairement distincts, même à champ magnétique nul, comme l'illustrent les spectres de photoluminescence de la figure (4.6) pour une fréquence de 95 GHz et des puissances micro-ondes croissantes.

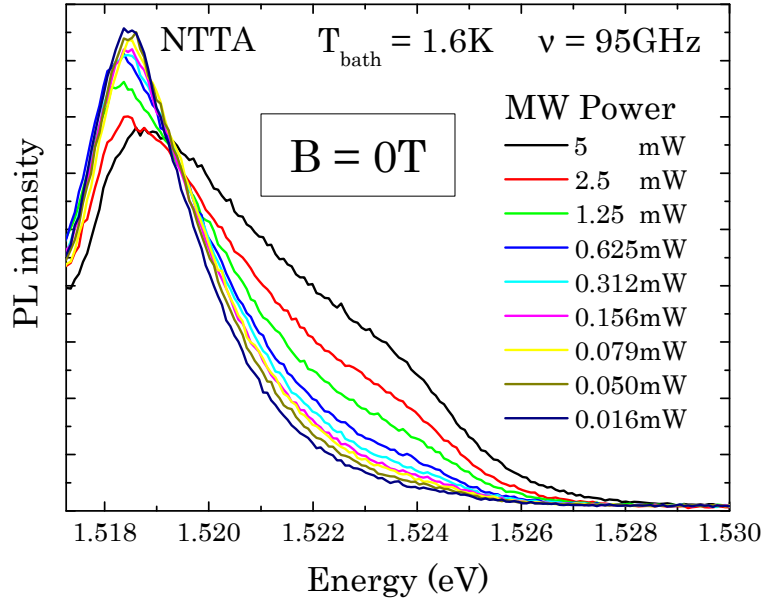


Fig. 4.6 Spectres de photoluminescence, à champ magnétique nul, et sous irradiation micro-ondes 95 GHz de différentes puissances.

Si on s'en tient au modèle élémentaire d'excitation à une particule, rappelé au paragraphe (1.3.3) du chapitre d'introduction, les transitions provoquées par les micro-ondes sont très faibles pour un même vecteur d'onde k . Or, les effets observés à champ magnétique nul sont relativement conséquents, ce qui implique que d'autres mécanismes, ou particules (désordre), jouent un rôle dans le phénomène d'absorption des micro-ondes, comme nous pourrons le voir plus loin dans ce chapitre.

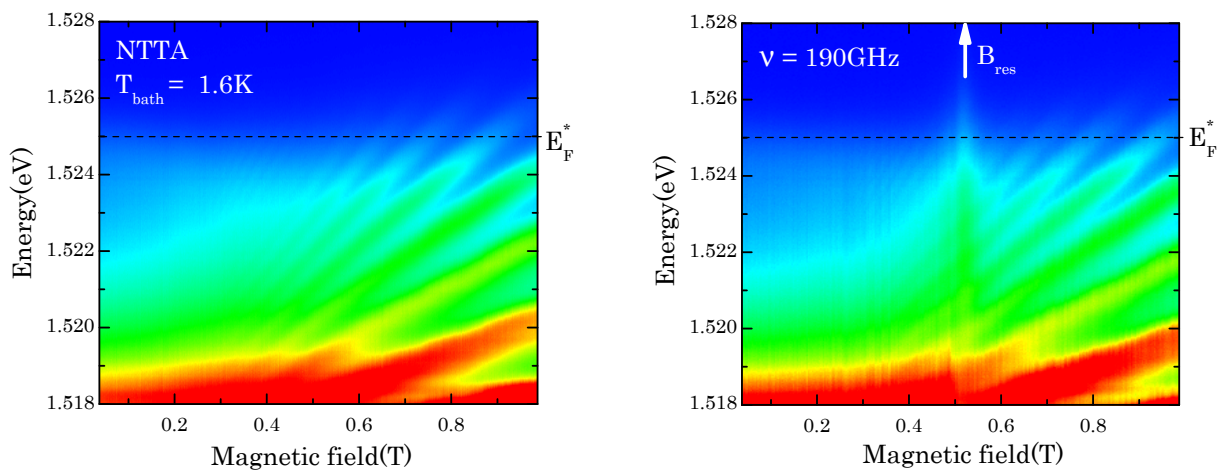


Fig. 4.7 Spectres de magnéto-PL "sans" (à droite) et "avec" (à gauche) illumination micro-ondes à 190 GHz, obtenus avec l'échantillon NNTA.

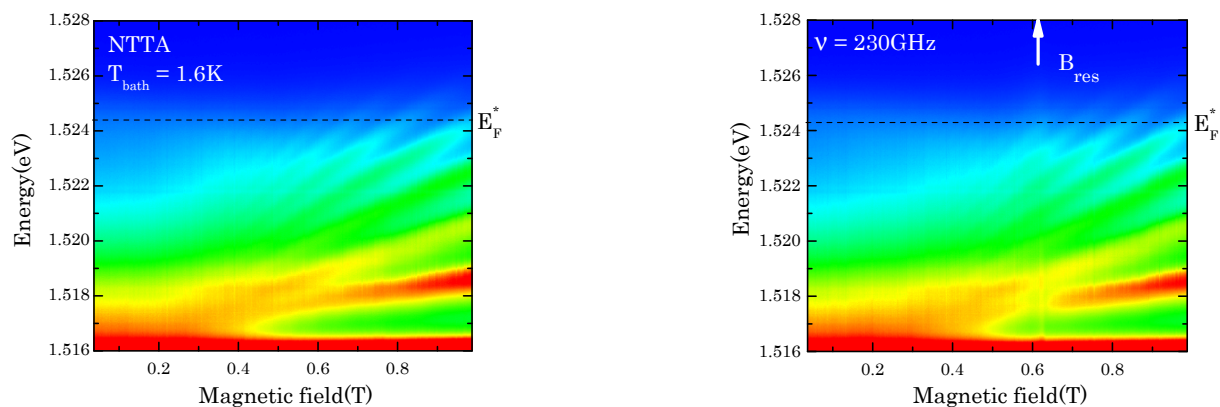


Fig. 4.8 Spectres de magnéto-PL "sans" (à droite) et "avec" (à gauche) illumination micro-ondes à 230 GHz, obtenus avec l'échantillon NNTA.

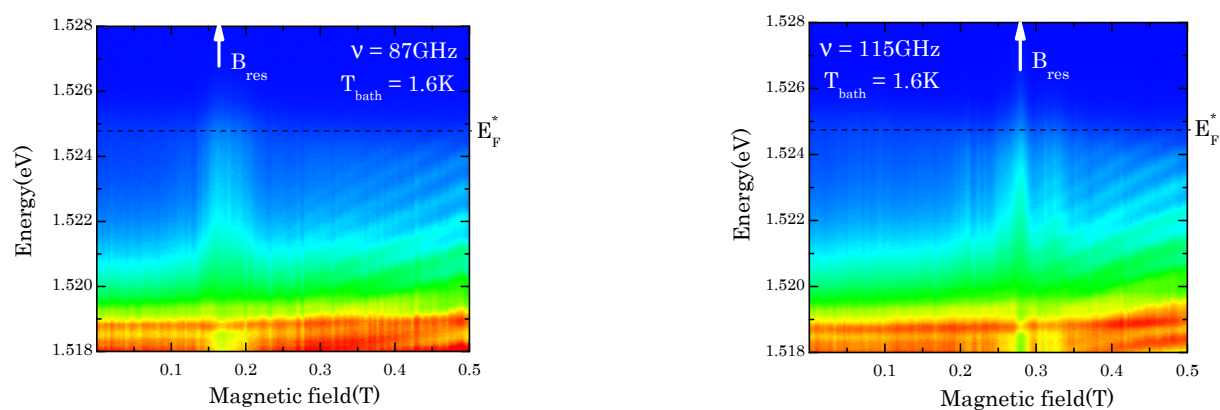


Fig. 4.9 Spectres complémentaires de magnéto-PL "avec" illumination micro-ondes, pour 87 GHz et 115 GHz, obtenus avec l'échantillon NNTA.

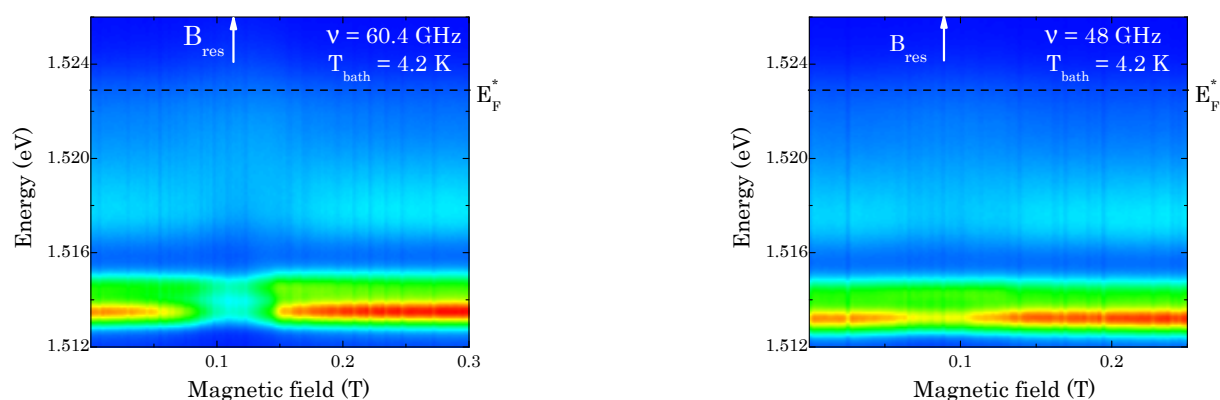


Fig. 4.10 Spectres complémentaires de magnéto-PL "avec" illumination micro-ondes, pour 60.4 GHz et 48 GHz, obtenus avec l'échantillon NNTA.

A nouveau, les effets résonants sont clairement visibles, en particulier et une fois encore, aux alentours du phénomène d'absorption de la résonance cyclotron électronique, comme le montrent les spectres de magnéto-PL présentés sur les figures (4.7) à (4.10). Nous pouvons à partir de ces résultats, étudier les signaux ODCR pour une énergie d'émission proche de l'énergie de Fermi E_F^* , comme ceux présentés par exemple sur la figure (4.11). Les champs magnétiques résonants, repérés par B_{res} vont de cette manière permettre le calcul précis des masses effectives électroniques, selon l'expression (4.1).

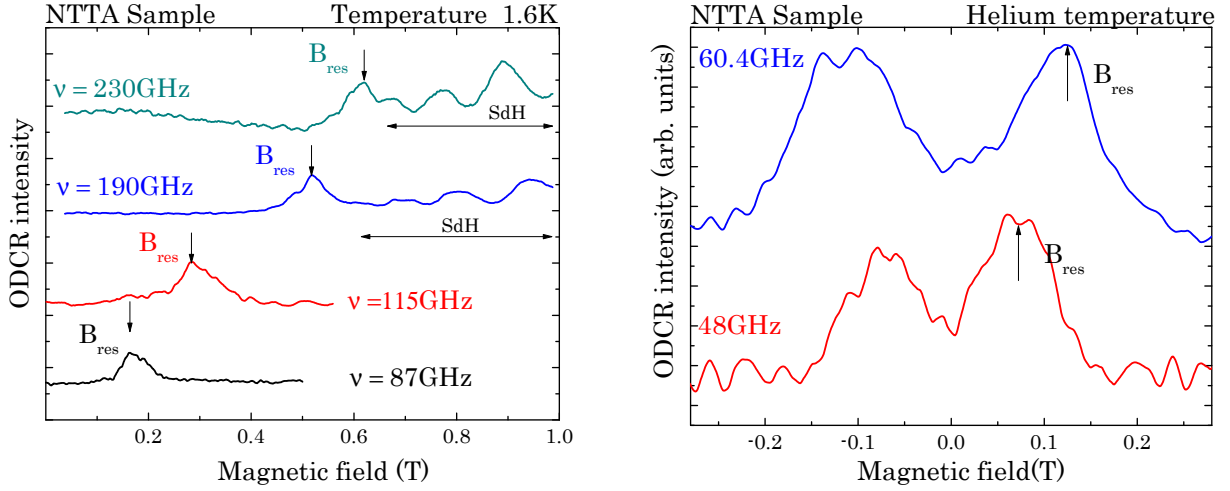


Fig. 4.11 Signaux ODCR obtenus pour une énergie d'émission E_F^* et différentes fréquences micro-ondes. Au delà de B_{res} apparaissent les (quasi-) oscillations de SdH, visibles par définition uniquement pour une énergie $E = E_F$.

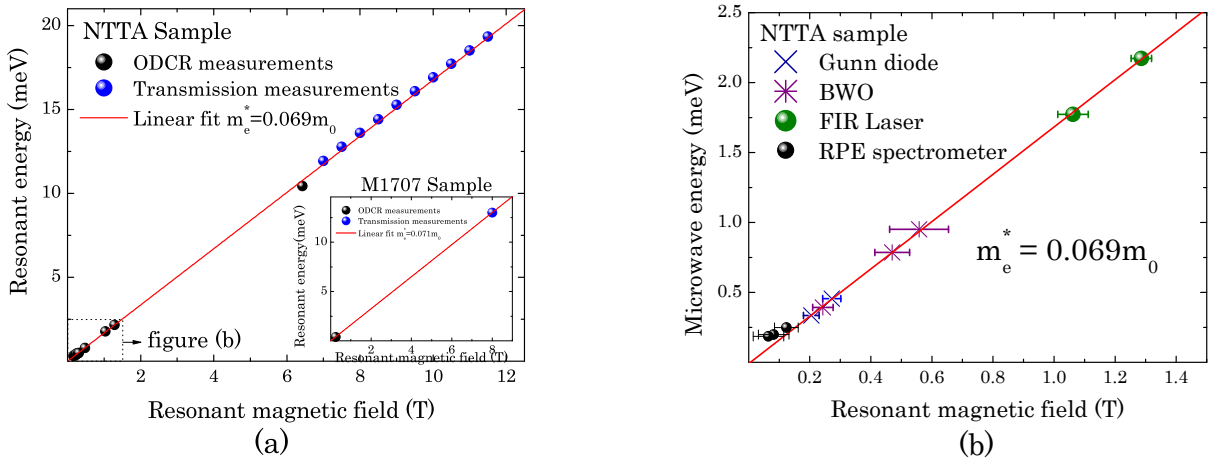


Fig. 4.12 (a) Détermination des masses effectives m_e^* obtenues à partir des positions des champs magnétiques résonants et des mesures de transmission; (b) Points obtenus aux plus faibles champs magnétiques avec diverses sources électromagnétiques.

La figure (4.12) englobe toutes les mesures effectuées avec les diverses sources

électromagnétiques, où on nous avons tracé les points d'abscisse égale à la position du champ magnétique résonant, et d'ordonnée égale à l'énergie micro-onde appliquée. L'ensemble de ces points révèlent un comportement linéaire à fort champ magnétique dont le coefficient directeur est directement proportionnel à la valeur de la masse effective m_e^* , calculée ici à $m_e^* = 0.069 \times m_0$. Cette valeur est en accord avec les mesures de transmission effectuées par spectroscopie de Fourier, mais nous observons cependant, pour les champs magnétiques les plus faibles, un comportement différent qui montre la complexité du phénomène et que nous attribuons, dans un premier temps, aux plasmons.

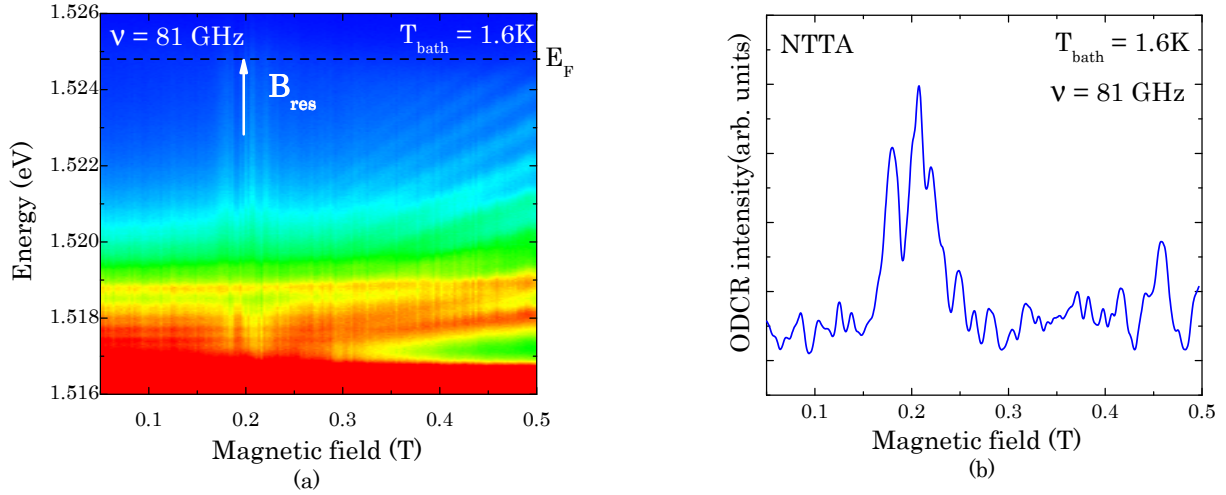


Fig. 4.13 (a) Spectres de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes à une fréquence de 81 GHz ; (b) Signal ODCR obtenu pour une énergie d'émission $E = E_F^*$.

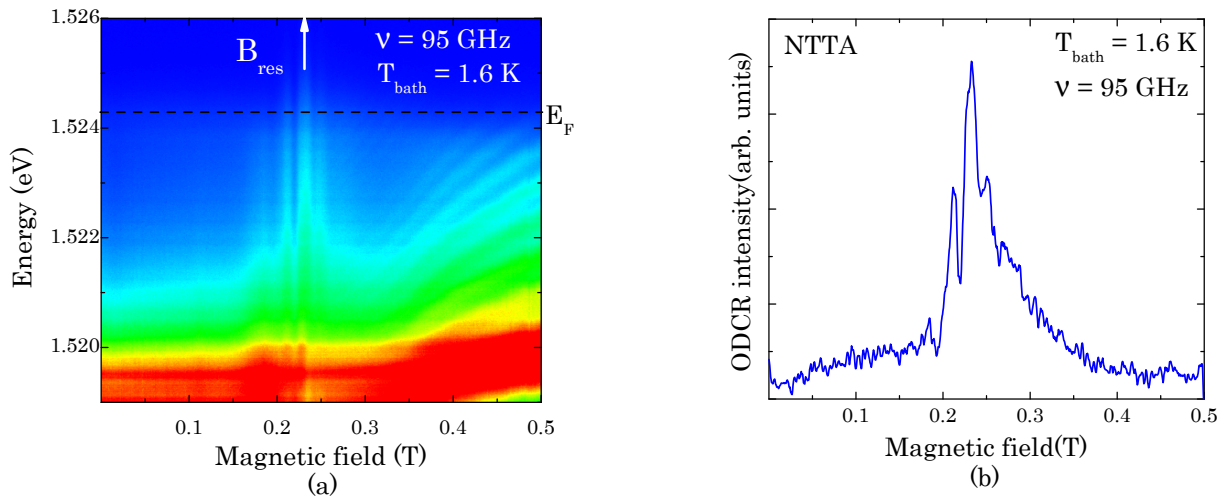


Fig. 4.14 (a) Spectres de magnéto-PL sous irradiation micro-onde à une fréquence de 95 GHz ; (b) Signal ODCR obtenu pour une énergie d'émission $E = E_F^*$.

Il a en effet été observé au cours de nos mesures, certains comportements résonants

généralisant des réponses, en fonction du champ magnétique et au niveau de l'énergie de Fermi E_F^* , bien plus compliquées, comme les résultats des figures (4.13) et (4.14) le prouvent. En dessous du champ magnétique résonant apparaissent des structures complémentaires lesquelles sont encore plus marquées lorsque la puissance des micro-ondes est la plus intense, comme on peut le voir sur les signaux ODCR de la figure (4.15).

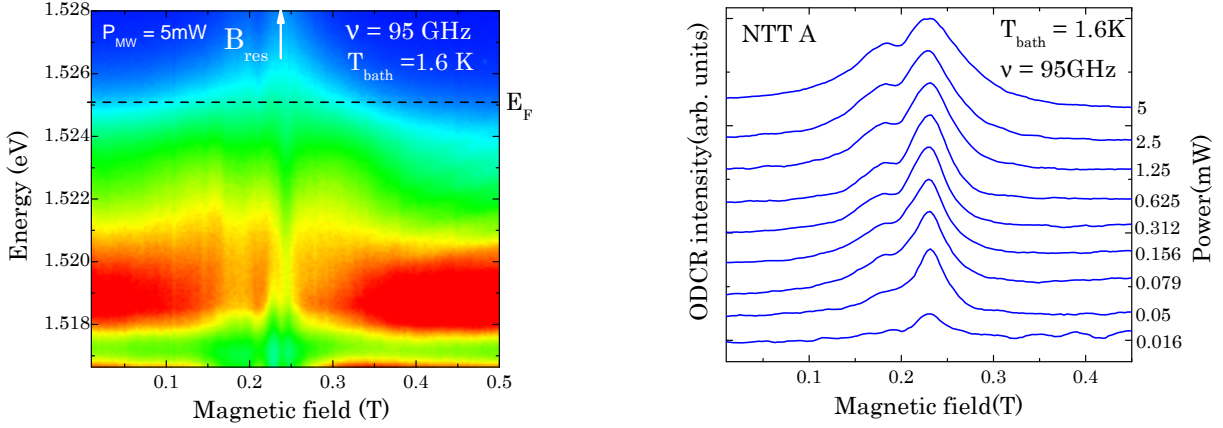


Fig. 4.15 Spectres de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes à une fréquence de 95 GHz. Les signaux ODCR sont obtenus pour une énergie d'émission $E = E_F^*$.

En conclusion, les résultats de mesures présentés dans ce paragraphe montrent que les effets induits par les micro-ondes pour de faibles champs magnétiques sont bien plus complexes qu'à fort champ magnétique. Dans un premier temps, nous notons des absorptions résonantes, liées au phénomène de la résonance cyclotron électronique, qui sont beaucoup plus marquées. D'un autre côté, nous avons vu que les effets des micro-ondes sur les spectres de PL sont déjà clairement observables, même à champ magnétique nul.

Les masses effectives électroniques obtenus sont en accord avec les mesures de transmission effectuées par spectroscopie de Fourier, ce qui implique qu'elles dépendent en grande partie du GE2D. Cependant, lorsque les fréquences micro-ondes deviennent encore plus faibles et les champs magnétiques également, nous observons une déviation du comportement linéaire de l'énergie des micro-ondes en fonction des champs magnétiques résonants, ce qui montre d'un autre côté, que bien d'autres phénomènes sont impliqués dans les processus d'absorption. Pour confirmer cela, les structures complémentaires décelées sur les signaux ODCR en dessous de la résonance principale prouvent que le phénomène d'absorption des micro-ondes n'est pas seulement caractérisé par le système 2D électronique, mais pourrait également prendre en considération les électrons du bulk. Pour vérifier cette hypothèse, on se propose dans la suite d'effectuer des mesures en champ magnétique

incliné, afin de vérifier l'origine physique des phénomènes d'absorption observés.

4.2 Caractère bidimensionnel de la réponse

Dans ce paragraphe, nous tentons de comprendre l'origine de l'absorption des micro-ondes, ou encore, les couches actives jouant un rôle dans le processus d'absorption. Pour cela, nous avons effectué des mesures de magnéto-PL sur nos deux échantillons, respectivement NTTA et M1707. Nous rappelons que l'échantillon M1707 n'exhibe que la photoluminescence du bulk alors que, nous le savons maintenant, l'échantillon NTTA montre très nettement la PL du GE2D. La méthode consiste à comparer les comportements, sous irradiations micro-ondes et dans les mêmes configurations de mesures, des magnéto-PL respectives. On étudie, dans un premier temps, les changements induits par les micro-ondes sur les deux magnéto-PL présentées sur la figure (4.16), où le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au système bidimensionnel (cf figure (4.17) de droite). Le comparatif des résultats donne de fortes similitudes comportementales, en particulier au champ magnétique correspondant à l'absorption résonante principale de la résonance cyclotron électronique, pour cette fréquence micro-onde.

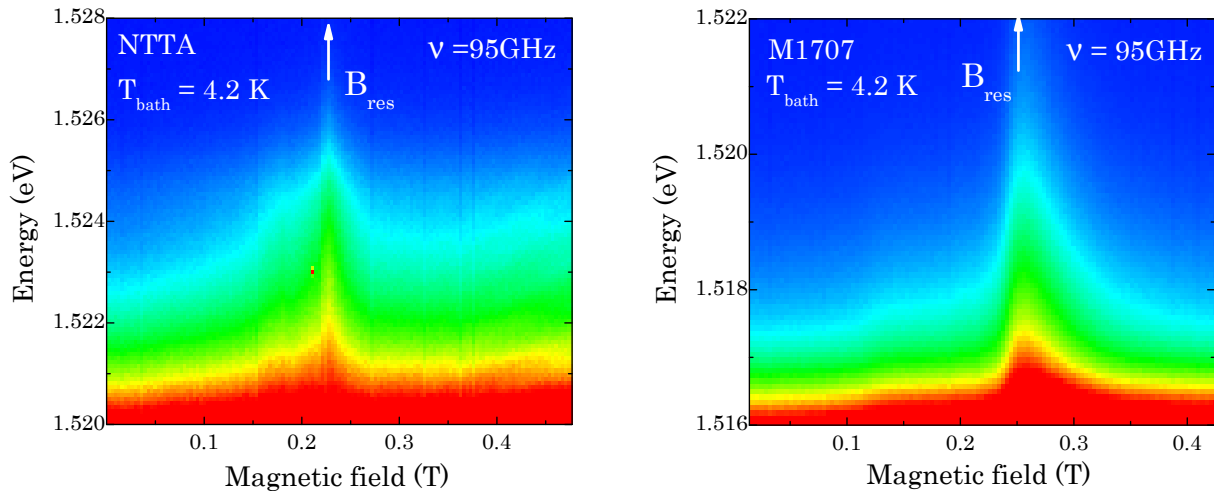


Fig. 4.16 Spectres de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes à 95 GHz des échantillons NTTA et M1707 pour un champ magnétique perpendiculaire au système bidimensionnel.

Pour mettre en évidence les effets liés uniquement à l'absorption des électrons du système bidimensionnel, on favorise une configuration (figure 4.17) de mesure, qui consiste à incliner l'échantillon d'un angle θ par rapport au champ magnétique externe.



Fig. 4.17 Exemples de configurations, ici normale et inclinée, de l'échantillon par rapport au champ magnétique extérieur appliqué.

En effet, les électrons du système 2D ne sont sensibles qu'à la composante perpendiculaire B_{\perp} du champ magnétique extérieur, contrairement aux couches 3D. Ainsi, leurs comportements résonants diffèrent de celui du bulk par la position notamment du champ magnétique résonant. Nous sommes donc en mesure, grâce à la magnétophotoluminescence, d'identifier l'origine des pics d'absorption détectés, lorsque l'angle d'inclinaison θ est connu. Pour un angle de 45 degrés, nous présentons sur la figure (4.18) ci-dessous, les spectres de magnéto-PL obtenus sous irradiation micro-ondes à 95 GHz.

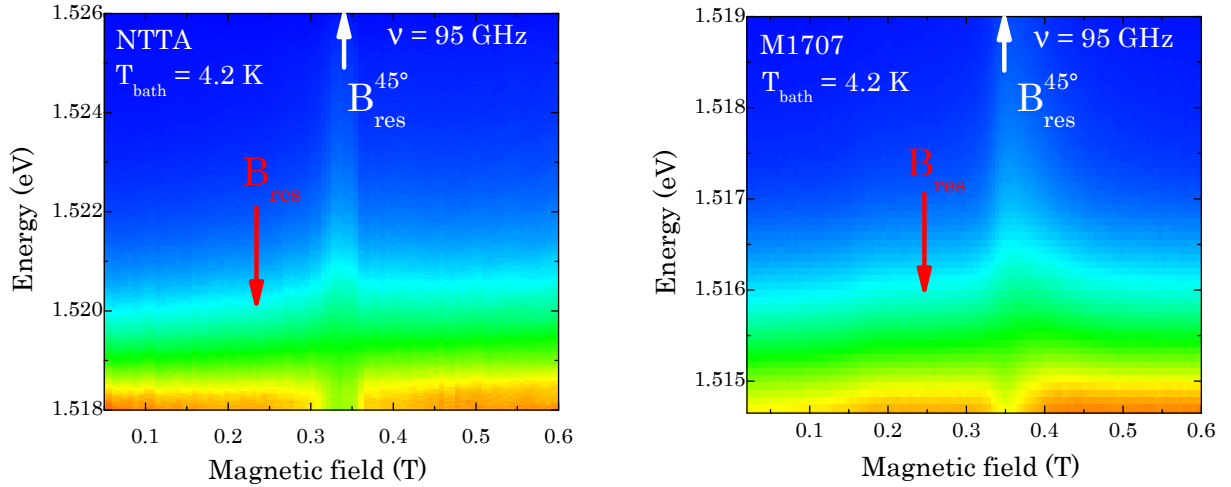


Fig. 4.18 Spectres de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes à 95 GHz des échantillons NNTA et M1707, pour un échantillon incliné de 45 degrés par rapport au champ magnétique extérieur.

Les résultats des mesures de la figure (4.18) montrent, dans les deux cas, deux principales absorptions résonantes à $B = B_{res}^{45}$, différent du champ magnétique résonant B_{res} pour une configuration normale. Ces deux nouveaux $B = B_{res}^{45}$ sont décalés d'un facteur correspondant au cosinus de l'angle θ , comme le veut la relation (4.3). Par conséquent, la photoluminescence de l'échantillon M1707 reflète le comportement bidimensionnel du

système 2D d'électrons, sans quoi nous observerions un champ magnétique résonant, en configuration inclinée, identique au B_{res} précédent de la configuration normale, ce qui n'est pas le cas.

$$\nu[GHz] = \left(\frac{28[GHz/T]}{m_e^*} \right) \cdot B_{\perp}[T] \quad (4.3)$$

Les spectres ODCR de la figure (4.19), déduits des figures (4.18) pour une énergie d'émission donnée, sont présentés, en observation, en fonction du champ magnétique perpendiculaire B_{\perp} . Les signaux obtenus sont également très similaires, mais se différencient par un décalage du champ magnétique résonant dû à la différence des masses effectives électroniques des deux échantillons, respectivement $m_e^* = 0.069 \cdot m_0$ pour l'échantillon NTTA et $m_e^* = 0.071 \cdot m_0$ pour l'hétérojonction m1707. Nous pouvons, encore une fois, noter le fait que les valeurs des masses effectives calculées sont en accord avec les valeurs obtenues par spectroscopie de Fourier.

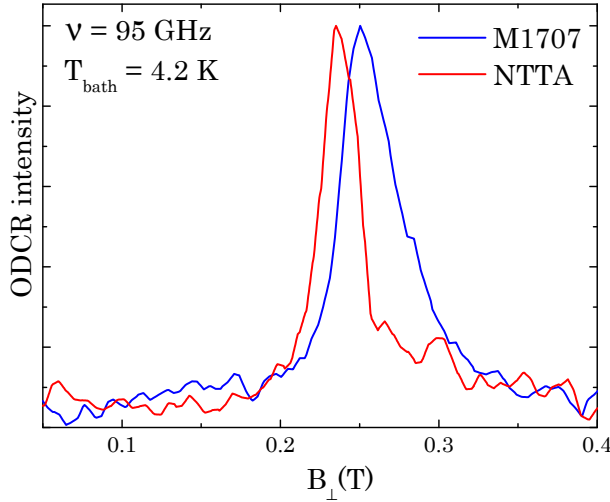


Fig. 4.19 Spectres ODCR, pour une énergie d'émission donnée, des échantillons NTTA et M1707. La position des maxima permet la détermination des masses effectives électroniques, en accord, avec les mesures de transmission par spectroscopie de Fourier.

Pour conclure, les résultats ont montré, pour un champ magnétique perpendiculaire aux systèmes 2D, des spectres de magnéto-PL et sous irradiation micro-ondes qui se comportaient de manière similaire. Nous pouvons dire, dans un premier temps, que l'absorption des micro-ondes par les électrons du gaz 2D affectait de manière significative la photoluminescence du bulk.

Les mesures qui ont suivi, pour une configuration des échantillons inclinée par rapport au champ magnétique, ont montré un décalage identique du champ magnétique résonant,

d'un facteur équivalent au cosinus de l'angle d'inclinaison. Nous pouvons par conséquent affirmer que seuls les électrons du GE2D contribuent au phénomène d'absorption des micro-ondes. Cependant, d'autres effets sont nécessaires afin d'expliquer les changements observés dans le spectre de magnéto-PL de l'échantillon M1707, où seul le bulk apparaît optiquement. Dans la suite de ce chapitre, nous allons essayer de comprendre quels peuvent être les causes de tels changements dans les spectres optiques.

4.3 Modification des températures T_e , T_h

Nous avons pu constater que le fait d'appliquer des micro-ondes perturbait de manière significative les spectres de magnéto-PL. Nous nous proposons dans ce paragraphe d'utiliser l'une des particularités de la photoluminescence, à savoir sonder la température des porteurs. En effet, ces porteurs sont à la base des procédés de recombinaisons radiatifs et peuvent expliquer à eux seuls les changements induits par les micro-ondes, sur les spectres optiques.

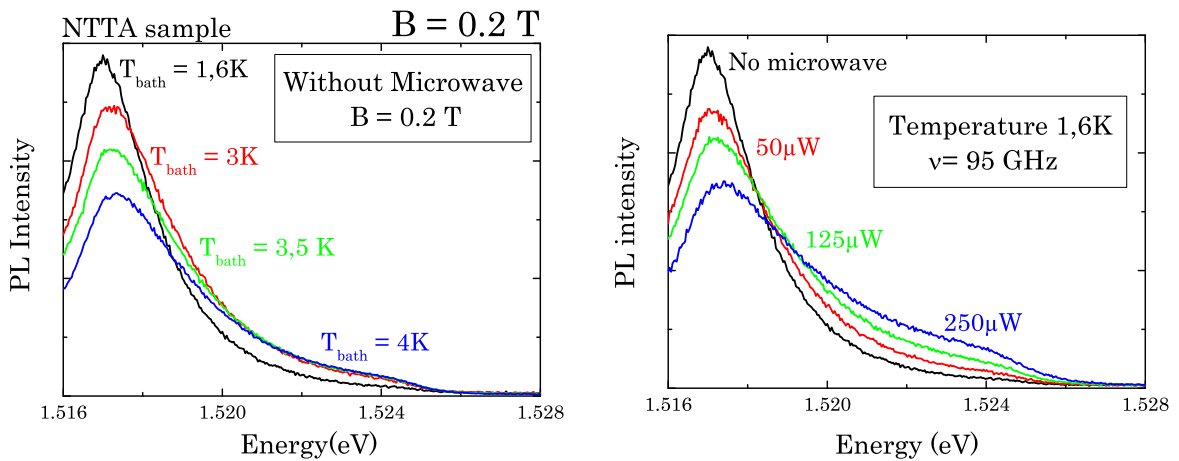


Fig. 4.20 A gauche : spectres de PL, pour un champ magnétique proche de B_{res} , en fonction des températures de bain. A droite : spectres de PL, pour la même valeur de champ magnétique, irradiés par des micro-ondes de puissances électromagnétiques variables.

Pour ce faire, nous avons procédé à une série d'expérimentations en températures. La méthode a consisté à mesurer des spectres de PL pour différentes températures de bain T_{bath} , puis de les comparer avec les spectres de PL irradiés par les micro-ondes, en utilisant différentes puissances électromagnétiques. Les résultats ont révélé de fortes similitudes, comme le montrent les spectres des figures (4.20) ci-après, pour un champ magnétique constant proche du champ magnétique résonant, pour que les effets induits

par les micro-ondes soient les plus conséquents.

Pour de faibles puissances micro-ondes et de faibles énergies d'émission, les spectres de PL sont assez comparables avec les spectres de PL en température. Cependant, lorsque la puissance des micro-ondes augmente, et en particulier pour des énergies d'émission plus élevées, il est difficile de trouver une température de bain qui permet de retrouver l'allure des spectres de PL irradiés par les micro-ondes. On soupçonne ainsi, d'après ces observations, d'une part que la température des électrons est bien supérieure à la température du bain d'hélium, et d'autre part que la température des trous est également perturbée par les micro-ondes. Comme il est difficile expérimentalement de démontrer ces deux hypothèses, nous avons développé un modèle théorique qui va nous permettre d'approfondir cette étude.

4.3.1 Modélisation

Le modèle proposé dans ce paragraphe, est fondé sur le principe de base théorique de la photoluminescence, illustré sur la figure (3.7), et rappelé sur le schéma (4.21) avec les indexations indispensables pour comprendre les expressions théoriques. Par définition, l'énergie d'émission (E) de la photoluminescence correspond à la différence des états d'énergies occupés (E_i) situés dans la BC, avec les états vides d'énergies (E_f) de la BV, et ce, pour tous les vecteurs d'onde k , où les indices i et f expriment respectivement les états "initiaux" et "finaux".

La BC (BV) dispose d'une énergie de Fermi propre nommée ici E_{Fe0} (E_{Fh0}), qui est fonction de la concentration électronique n_e (trou n_h) et de la température T_e (T_h). Afin de rendre le programme moins complexe et favoriser la vitesse de calcul, on définit un référentiel E_{gap_k} , comme la différence des énergies E_{c_k} et E_{v_k} , pour un k donné. Ainsi, comme à $k = 0$, pour chaque valeur de k , nous définissons un nouveau gap et une nouvelle énergie de Fermi, appelée E_{Fe_k} (E_{Fh_k})= E_{Fe0} (E_{Fh0}) $- E_{c_k}$.

Les probabilités d'occupation de chaque bande d'énergie sont ainsi données avec les relations (4.4) et (4.5), où f est la distribution de Fermi-Dirac, fonction ici de $E_i, E_{Fe_k}, k_B T_e$, et D_e (D_h) est la densité d'états des électrons (des trous).

$$P_e(E_i, k) = D_e \times f(E_i, E_{Fe_k}, k_B T_e) \quad (4.4)$$

$$P_h(E_i, k, E) = D_h \times f(E_i, E_{Fh_k}, E_{gap_k}, k_B T_h, E) \quad (4.5)$$

P_e (P_h) est la probabilité de trouver un électron (trou) sur un état d'énergie de la BC

(BV). L'expression contenant le terme E_f , est exprimée en fonction de E_i ce qui diminue le nombre d'inconnues dans notre programme. Enfin, le calcul de l'expression (4.6) permet d'obtenir l'intensité de la photoluminescence en fonction de l'énergie E , comme illustré sur la figure (4.22).

$$PL(E) = \int_{kmin}^{kmax} \int_0^{Eimax} P_e(E_i, k) \times P_h(E_i, k, E) dE_i \cdot dk \quad (4.6)$$

avec $kmin$, $kmax$ et $Eimax$, respectivement les valeurs maximales autorisées par le vecteur d'onde, et l'énergie maximale possible entre E_{c_k} et $E_{f_e_k}$, l'ensemble fixant les bornes de l'intégrale considérée.

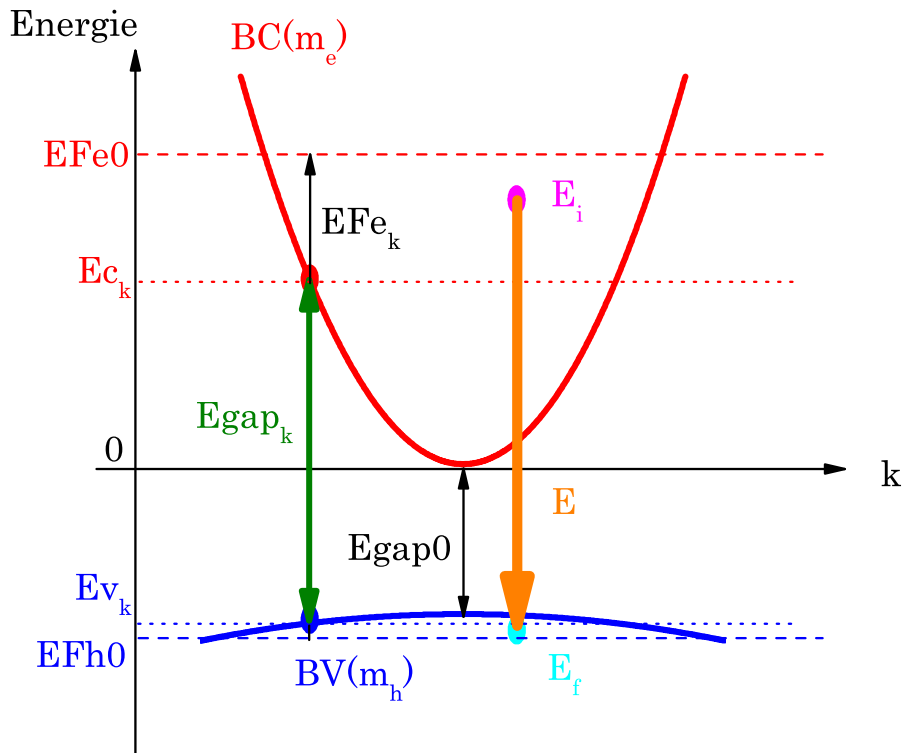


Fig. 4.21 Représentation des bandes d'énergie respectives et des différentes variables utilisées.

On remarque que les spectres de photoluminescence de la figure (4.22) sont en assez bon accord avec toutefois les températures $T_e = T_h$ supérieures à T_{bath} . On peut expliquer cet aspect en admettant que la seule excitation optique apportée par le laser suffit à chauffer les porteurs, aussi bien les électrons que les trous. On peut par conséquent, s'attendre à ce que les micro-ondes produisent des perturbations bien plus importantes sur ces températures, comme nous allons le vérifier avec ce qui suit.

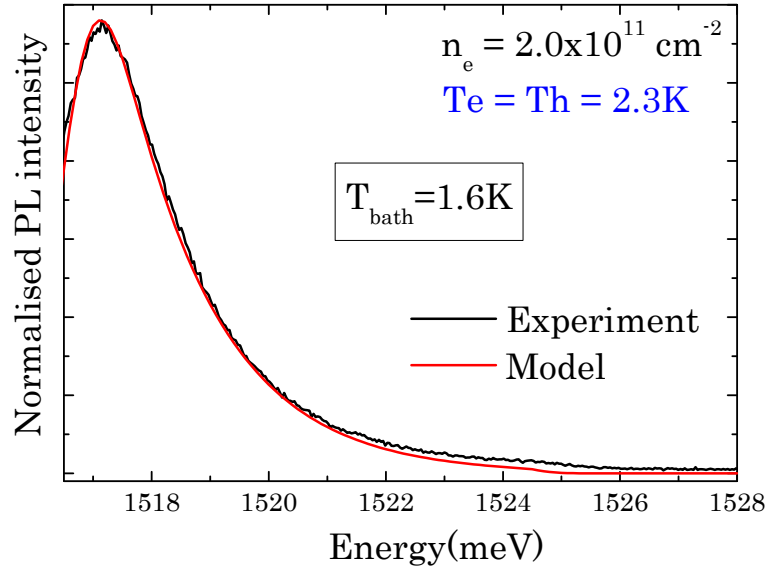


Fig. 4.22 Comparaison entre un spectre de photoluminescence obtenu expérimentalement et un spectre de PL résultant de notre modèle.

Dans ce but, nous avons cherché à faire correspondre les spectres expérimentaux irradiés, à $B = B_{res}$, avec les spectres de PL théoriques, en modifiant uniquement les températures T_e et T_h . Les changements attendus sont évidemment importants pour ce champ magnétique résonant B_{res} , étant donné que l'absorption des micro-ondes par les électrons est la plus importante. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure (4.23) ci-dessous et viennent confirmer ces dires.

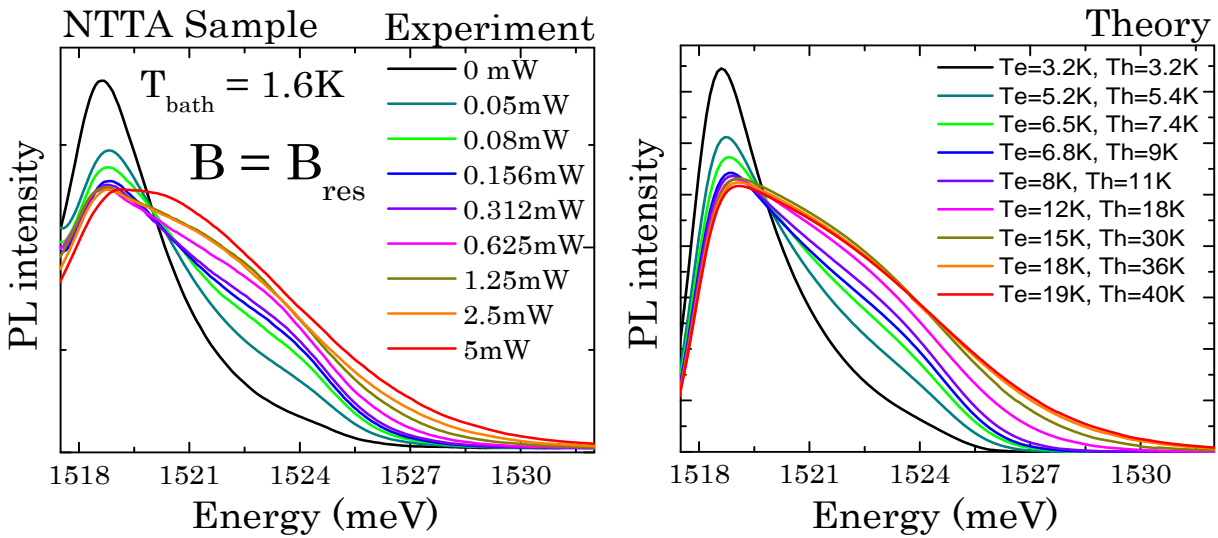


Fig. 4.23 A gauche : spectres de photoluminescence à $B = B_{res}$ sous irradiation micro-ondes de différentes puissances. A droite : spectres de PL théoriques obtenus pour différentes valeurs de températures T_e et T_h , pour comparaison.

Pour des puissances micro-ondes très faibles, les spectres de PL théoriques correspondent bien avec les résultats expérimentaux, avec notamment une température électronique très proche de la température des trous photo-excités. Ce constat peut être, en premier lieu, attribué à un déséquilibre de la distribution des trous photo-excités. En effet, à basse température, l'énergie de relaxation des trous photo-excités s'effectue à travers l'émission de phonons acoustiques de faible énergie. Leur durée de vie, ajoutée au processus de relaxation, dépasse le temps de vie radiatif entre les électrons et les trous photo-excités. Par conséquent, les trous photo-excités recombinent avec les électrons du gaz 2D avant que la distribution de Boltzmann correspondant à la température T_{bath} du matériau ne soit atteinte. Ainsi, T_h joue, en quelque sorte, le rôle de "température effective". A l'opposé, T_e se stabilise plus rapidement du fait des collisions entre les électrons chauds à l'intérieur même du système 2D, et leur distribution est donc bien caractérisée par la température T_e [2].

Pour des puissances micro-ondes plus importantes, les spectres de PL théoriques sont en accord avec les spectres de PL réels, à condition cependant que la température des trous photo-excités soit très supérieure à celle des électrons T_e . Les écarts peuvent s'avérer considérables et il devient plus difficile de reproduire théoriquement l'allure des spectres de PL mesurés pour les puissances micro-ondes les plus intenses. Afin de se rendre compte de ces augmentations de températures, nous avons tracé l'évolution en champ magnétique des températures T_e et T_h , en concordance avec un signal ODCR obtenu pour une énergie d'émission donnée d'un spectre de magnéto-PL irradié, comme représenté sur les figures (4.24) ci-dessous.

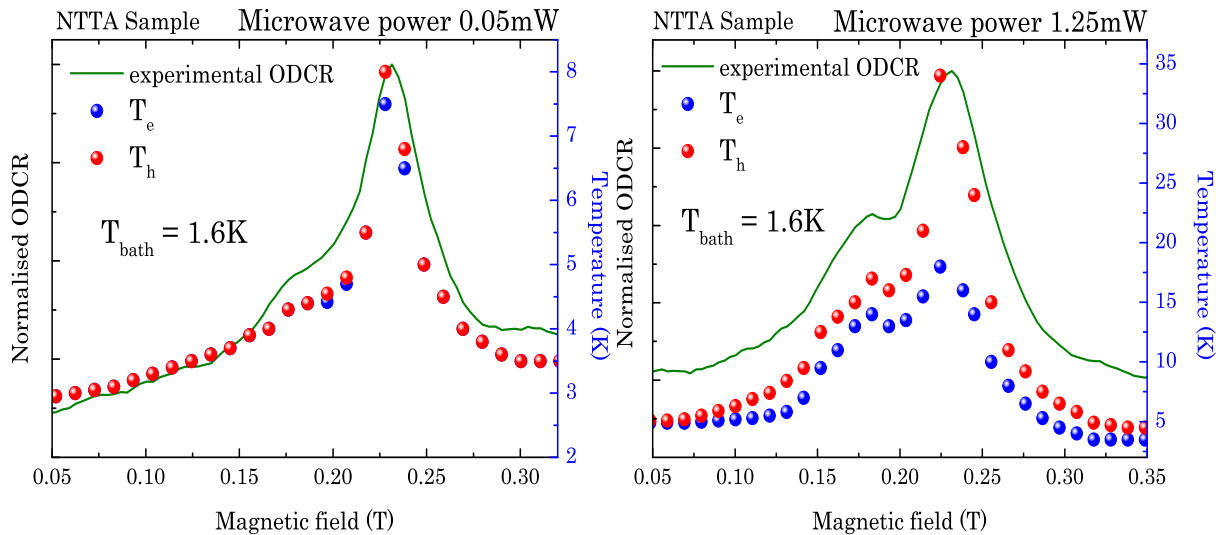


Fig. 4.24 Evolution des températures T_e et T_h en fonction du champ magnétique, en comparaison avec un signal ODCR obtenu à partir des magnéto-PL irradiées.

Nous distinguons clairement, pour de fortes puissances micro-ondes, une température des trous photo-excités presque deux fois plus importante que celle des électrons, au champ magnétique résonant. La dépendance en champ magnétique des différentes températures est, de plus, en bon accord avec les irrégularités observées sur les spectres de PL à plus faible champ magnétique que le pic résonant principal, ce qui montre une certaine cohérence avec le modèle théorique. Ceci prouve également que les principaux effets induits par les micro-ondes, sur les spectres de magnéto-PL, sont essentiellement liés aux variations des températures des porteurs.

D'un point de vue théorique, il est difficile de croire que les micro-ondes chauffent directement les trous photo-excités, étant donné que leur mobilité est plus faible que celle des électrons. De plus, les mesures entreprises pour détecter la résonance cyclotron des trous n'ayant rien donné, contrairement aux mesures de RCE que nous avons pu présenter jusqu'ici, ceci confirme donc que l'absorption des micro-ondes ne se fait que par les électrons du gaz 2D. D'un autre côté, la probabilité qu'il y ait interaction entre les électrons 2D chauffés par les micro-ondes, et les trous photo-excités, est très faible à cause notamment du gap d'énergie qui les sépare. Une des explications, pour tenter de comprendre pourquoi les trous photo-excités ont une température bien supérieure à celle des électrons, est attribuée à la génération de phonons acoustiques [3]. En effet, les électrons 2D chauffés par les micro-ondes de fortes puissances dissipent leur chaleur via des phonons acoustiques de faibles énergies. Ces phonons vont diffuser à travers tout le matériau et maintenir une distribution hors équilibre tant qu'ils n'auront pas atteint les bords de l'échantillon.

Comme le temps de vie de ces phonons acoustiques dit "excités" est très long (peut atteindre jusqu'à $10^{-7}sec$ pour un échantillon de 0.5 mm [2]), ils sont par conséquent supérieurs en nombre aux "phonons non-excités" et vont donc finir par être absorbés par les trous photo-excités. Ce processus aura pour conséquence de provoquer un déséquilibre dans la redistribution des trous photo-excités de la BV. Les changements induits sur les spectres de magnéto-PL seraient donc dus à l'interaction indirecte entre les électrons 2D et les trous photo-excités. L'ensemble de ces mécanismes expliquerait alors la redistribution des trous photo-excités de basses énergies.

Cette hypothèse, qui reste à vérifier, correspondrait avec le comportement des spectres de PL expérimentaux sous irradiation micro-ondes, où nous avons pu remarquer que l'intensité de la PL diminuait aux plus faibles énergies d'émission, alors qu'elle augmentait aux plus hautes énergies. Cet effet serait en accord avec une population décroissante de

trous photo-excités de basse énergie, provoquant ainsi une réduction des différentes recombinaisons radiatives considérées avec les électrons, pour les faibles énergies d'émission (et inversement pour les trous photo-excités de hautes énergies). En outre, ce phénomène n'est plausible que pour des échantillons possédant une concentration électronique importante, étant donné que la population de phonons acoustiques hors équilibre est théoriquement égale au nombre d'électrons. S'il s'avère que ce processus de transfert entre les électrons et les trous photo-excités est vrai, il peut notamment expliquer certains mécanismes concernant le phénomène des MIROs [4].

4.4 Effets subtils

4.4.1 Fonction de distribution électronique hors-équilibre

Des phénomènes plus discrets peuvent expliquer certaines différences observées entre les spectres de PL expérimentaux et nos spectres théoriques. En effet, sous certaines conditions d'irradiations micro-ondes, il existe un modèle développé par I.A. Dmitriev [5][6], qui stipule que les micro-ondes induisent une composante oscillatoire $f_{osc}(E)$, qui vient s'ajouter à la fonction de distribution électronique classique $f(E)$, comme détaillé dans le paragraphe C de l'annexe. Ce modèle est la base développé pour expliquer le phénomène des MIROs, c'est pourquoi nous retrouvons certaines particularités comme la période de cette nouvelle fonction de distribution fonction du rapport $h\nu$ sur $\hbar\omega_c$, et une amplitude qui est fonction du champ magnétique. Plus la puissance des micro-ondes est importante et plus les effets induits sur la magnéto-PL sont prononcés.

Pour résumer, dans le cas classique, la magnéto-photoluminescence est l'image du produit de la densité d'états en champ magnétique $DOS(E)$ et de la fonction de distribution de Fermi-Dirac $f(E)$, ce qui donne le résultat $PL(E)$ de la figure (4.25) à gauche. Lorsque nous irradiions le système 2D électronique avec des micro-ondes, la PL(E) est cette fois l'image du produit de la densité d'états électronique par la nouvelle fonction de distribution électronique $f_T(E) = f(E) + f_{osc}(E)$, ce qui donne la nouvelle photoluminescence montrée en exemple sur la figure (4.25) à droite. Étant donné que la DOS possède une période $\hbar\omega_c$, proportionnelle au champ magnétique, les effets induits seront les plus marqués lorsque la condition résonante $\hbar\omega_c = h\nu$ sera remplie, c'est-à-dire pour le champ magnétique $B = B_{res}$ correspondant à l'absorption de la résonance cyclotron électronique.

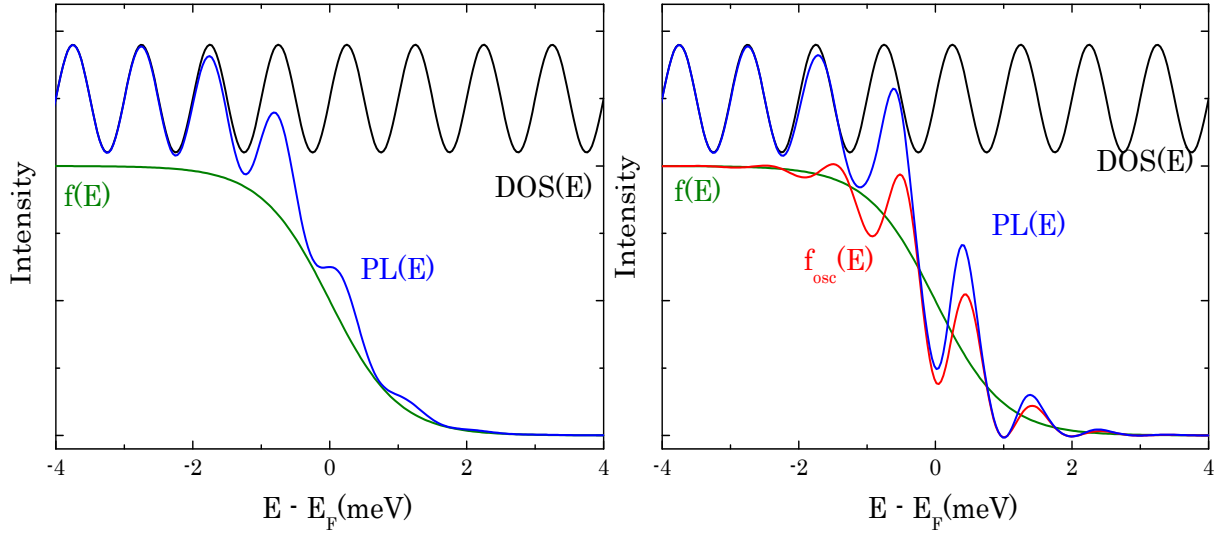


Fig. 4.25 A gauche : représentation de la densité d'états $DOS(E)$ et de la fonction de distribution électronique $f(E)$. La photoluminescence $PL(E)$, est l'image du produit $DOS(E) \times f(E)$. A droite : représentation de la $DOS(E)$, de la fonction de distribution classique $f(E)$ ainsi que de la composante oscillatoire induite par les micro-ondes $f_{osc}(E)$. La photoluminescence $PL(E)$ sous irradiation micro-ondes est l'image du produit $DOS(E) \times (f(E) + f_{osc}(E))$.

On distingue alors deux cas, selon la valeur du champ magnétique appliqué perpendiculaire au système 2D. Le premier survient lorsque le champ magnétique B est inférieur au champ magnétique résonant B_{res} , et le second pour B supérieur à B_{res} . D'après la théorie, si le champ magnétique est supérieur à B_{res} , un décalage très faible de la photoluminescence des niveaux de Landau vers les basses énergies d'émission, appelé aussi "redshift", est observé par rapport au spectre de PL non-irradié. A l'inverse lorsque $B < B_{res}$, il s'opère un décalage, toujours très faible, vers des énergies d'émission plus hautes, ou encore "blueshift", toujours par rapport au spectre de PL non-irradié. A titre d'exemple, nous montrons sur la figure (4.26), les simulations effectuées dans ce dernier cas, où sont représentées les images des photoluminescences "sans micro-ondes" (en bleu) et "avec micro-ondes" (en rouge), selon la théorie de I.A Dmitriev. Nous voyons apparaître sur cette figure (4.26) un blueshift des niveaux de Landau, par rapport au spectre de PL non-irradié, qui s'avère très faible et qui souligne la difficulté de prouver expérimentalement la validité de ce modèle. Nous avons tout de même essayé, malgré les difficultés, de vérifier cette théorie grâce à des mesures de photoluminescence pour des champs magnétiques bien spécifiques.

En effet, si nous nous plaçons dans une gamme de champs magnétiques où les niveaux de Landau sont clairement distincts sur les spectres de PL, nous pouvons alors irradier avec des micro-ondes, et vérifier par rapport à des spectres de PL non-irradiés, que les effets

décrits par la théorie correspondent bien avec le comportement expérimental observé.

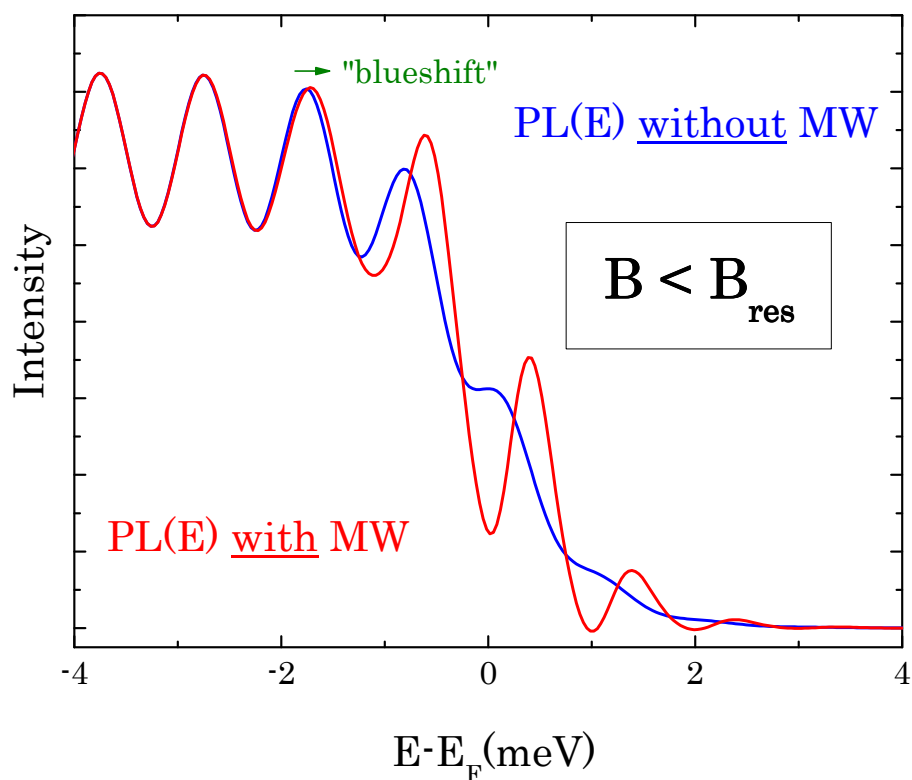


Fig. 4.26 Résultats de simulations pour $B < B_{res}$ avec l'image de la photoluminescence "sans micro-ondes" en bleu, et l'image de la PL "avec micro-ondes" en rouge, selon la théorie de I.A Dmitriev.

C'est dans cette optique qu'ont été effectuées des mesures de PL pour des fréquences micro-ondes adaptées à ces gammes de champs magnétiques, soit 190 GHz et 230 GHz. Dans un premier temps, on sait que les effets résonants induits par les micro-ondes sont bien présents sur les spectres de PL accumulés en champ magnétique, comme l'ont montré les mesures de la figure (4.7) et (4.8). Nous pouvons alors étudier, de manière séquentielle, et pour des valeurs fixes de champs magnétiques choisies de part et d'autre de B_{res} , les spectres de PL en fonction de l'énergie d'émission, une fois "sans" micro-ondes puis une autre fois "avec". Étant donné la faiblesse des effets recherchés, nous avons également appliqué les puissances les plus intenses possibles pour chacune des sources micro-ondes utilisées. Nous présentons sur les graphes qui vont suivre, les résultats de mesures obtenus, avec en "bleu" les secondes dérivées des spectres sans micro-ondes, et en "rouge" les secondes dérivées des spectres de PL irradiés à pleine puissance micro-ondes.

En conclusion, le comportement prévu par les théories de Dmitriev, n'est pas claire-

ment prouvé, si on s'en tient aux séries de mesures de photoluminescence effectuées. On observe, en effet, pour certaines séries de spectres, des phénomènes qui tendent à vérifier ces théories, en particulier sur la figure (4.27), où pour un champ magnétique inférieur à B_{res} , est observé un blue shift, et inversement un red shift pour $B > B_{res}$. Ces mêmes effets apparaissent également sur la figure (4.30), où ils sont encore plus prononcés. On peut toutefois remarquer que dans la plupart des cas, ces décalages ne sont pas clairement, voire pas du tout, observables.

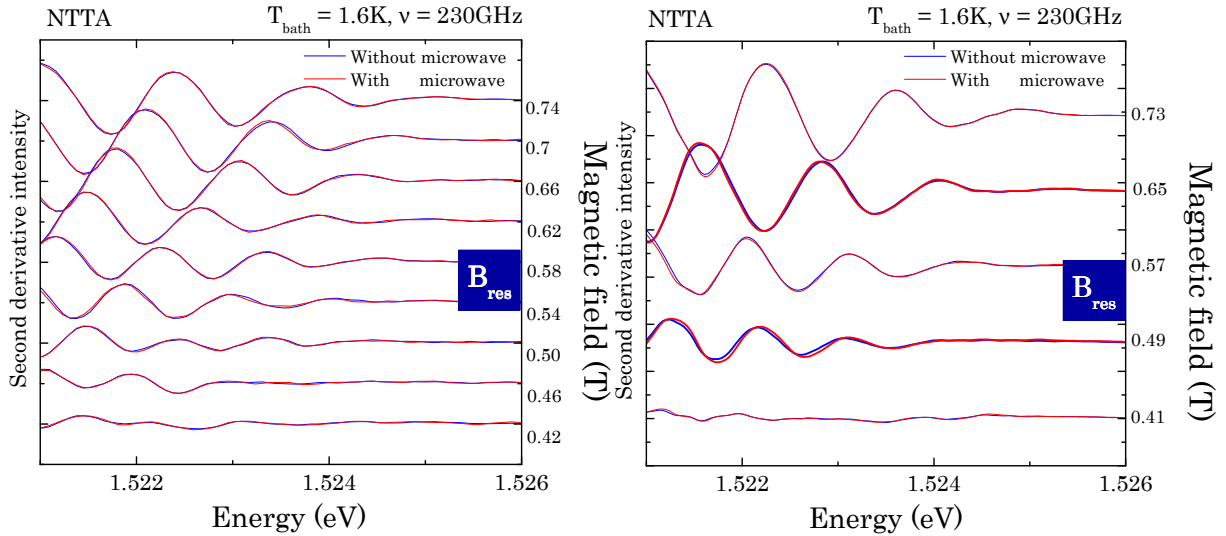


Fig. 4.27 Secondes dérivées des spectres de PL "avec" (rouge) et "sans" (bleu) micro-ondes pour des valeurs de champs magnétiques fixées de part et d'autre de B_{res} , calculé pour cette fréquence micro-onde.

Nous pouvons rattacher ces manques d'observation, aux problèmes des puissances micro-ondes utilisées. Dans le cas de la source micro-ondes 190 GHz, nous avons utilisé un doubleur de fréquence, qui diminue au minimum de 10 fois la puissance en sortie de la diode Gunn 95 GHz, ce qui équivaut à la puissance disponible de la diode Gunn 115 GHz couplée au doubleur également. La puissance des sources micro-ondes joue, en effet un rôle capital sur l'amplitude de la nouvelle fonction de distribution $f_{osc}(E)$, ce qui peut expliquer la faiblesse des effets mesurés. En outre, nos observations peuvent également indiquer une diminution de la concentration électronique n_e , en dessous du champ magnétique résonant B_{res} , et donc une augmentation au delà de cette valeur. Cette hypothèse serait en accord avec les effets induits par les micro-ondes sur la résistance de Hall, comme le montrent les travaux de S. Studenikin [7].

Dans le but de faire un bilan de l'ensemble des expérimentations, nous avons analysé un grand nombre d'expérimentations du même type et de même fréquence micro-ondes,

en particulier pour des énergies d'émission proches du niveau de Fermi E_F^* . Cette étude nous a permis de tracer les points de la figure (4.28), qui correspondent, pour chaque valeur de champs magnétiques, à l'amplitude des décalages enregistrés. La ligne en pointillés représente le zéro, les valeurs positives à des "blueshift" et les valeurs négatives à des "redshift". Nous avons également superposé des magnéto-oscillations, normalisées pour cette fréquence, afin de comparer avec la théorie de I. A. Dmitriev. Bien que ces décalages en énergie et induits par les micro-ondes soient très difficilement observables expérimentalement, il ressort du bilan des résultats obtenus, une tendance en bon accord avec le modèle de I. A. Dmitriev, tendant à expliquer le phénomène des MIROs. En effet, pour conclure, lorsque le champ magnétique $B > B_{res}$, le nombre de décalages vers les basses énergies d'émission, est bien supérieur au nombre de blueshift observés. Inversement, lorsque le champ magnétique $B < B_{res}$, nos mesures confirment le fait que les blueshift sont en majorité par rapport au redshift, comme le prédit la théorie de I. A. Dmitriev.

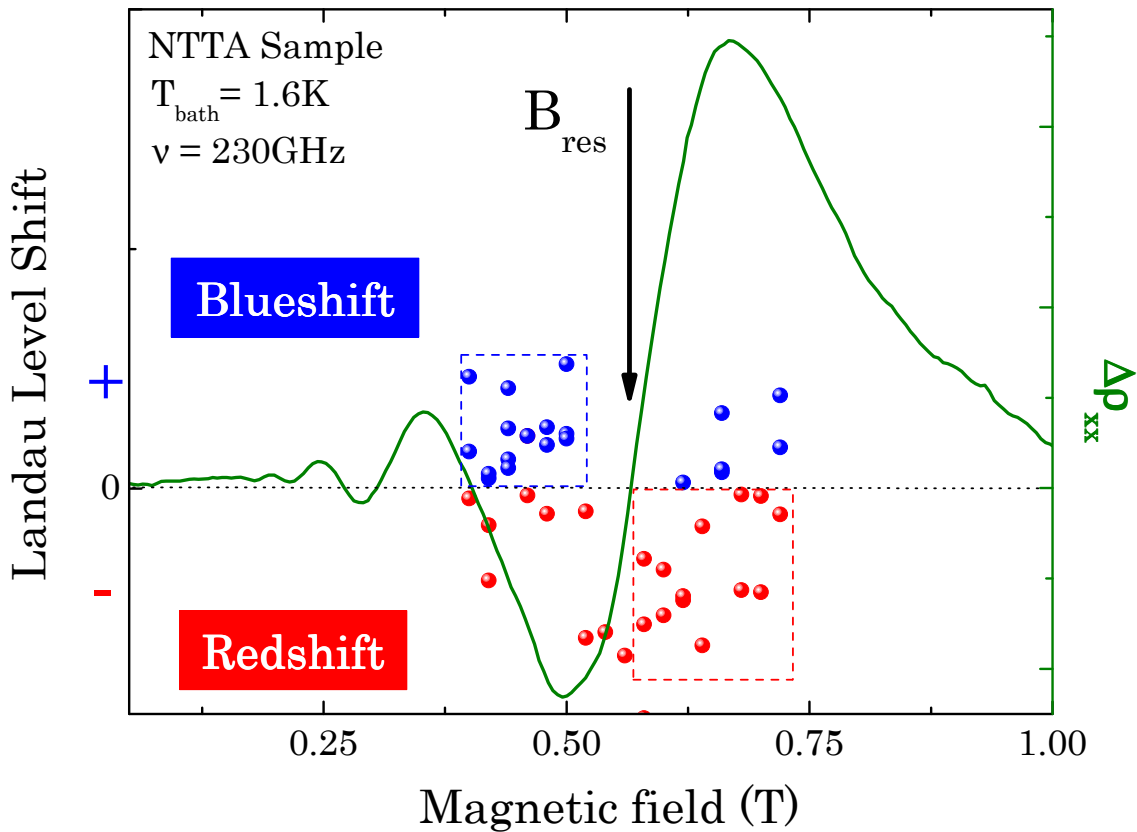


Fig. 4.28 Bilan des mesures effectuées pour démontrer la théorie de I. A. Dmitriev. La ligne en pointillés représente le zéro, les points positifs en bleu sont des "blueshift" et les points négatifs en rouge sont des "redshift". Un exemple de magnéto-oscillations normalisées pour cette fréquence micro-ondes est représenté également à titre d'observation.

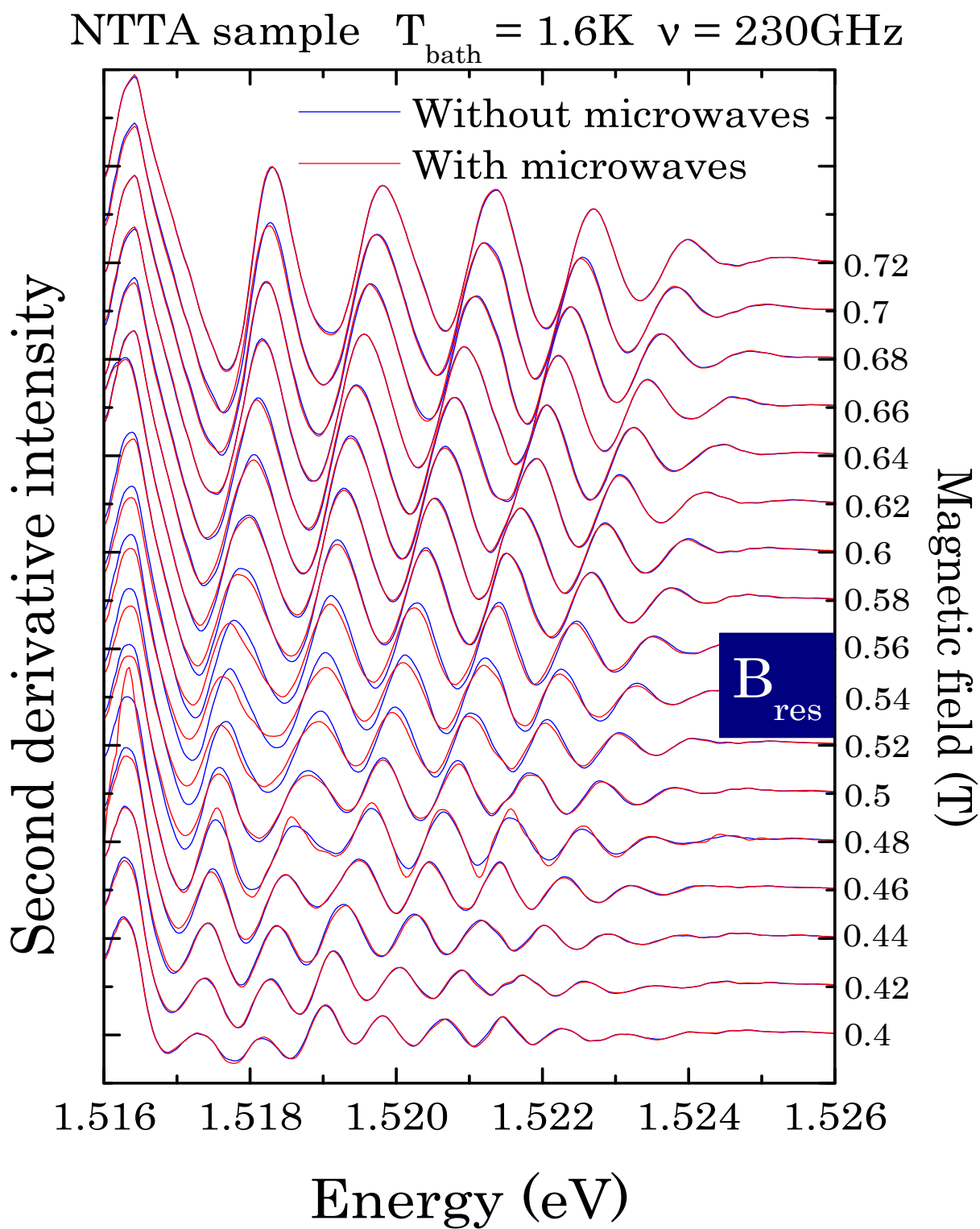


Fig. 4.29 Secondes dérivées des spectres de PL irradiés (courbes rouges) ou non (courbes bleues) pour une fréquence de 230 GHz et des champs magnétiques fixés.

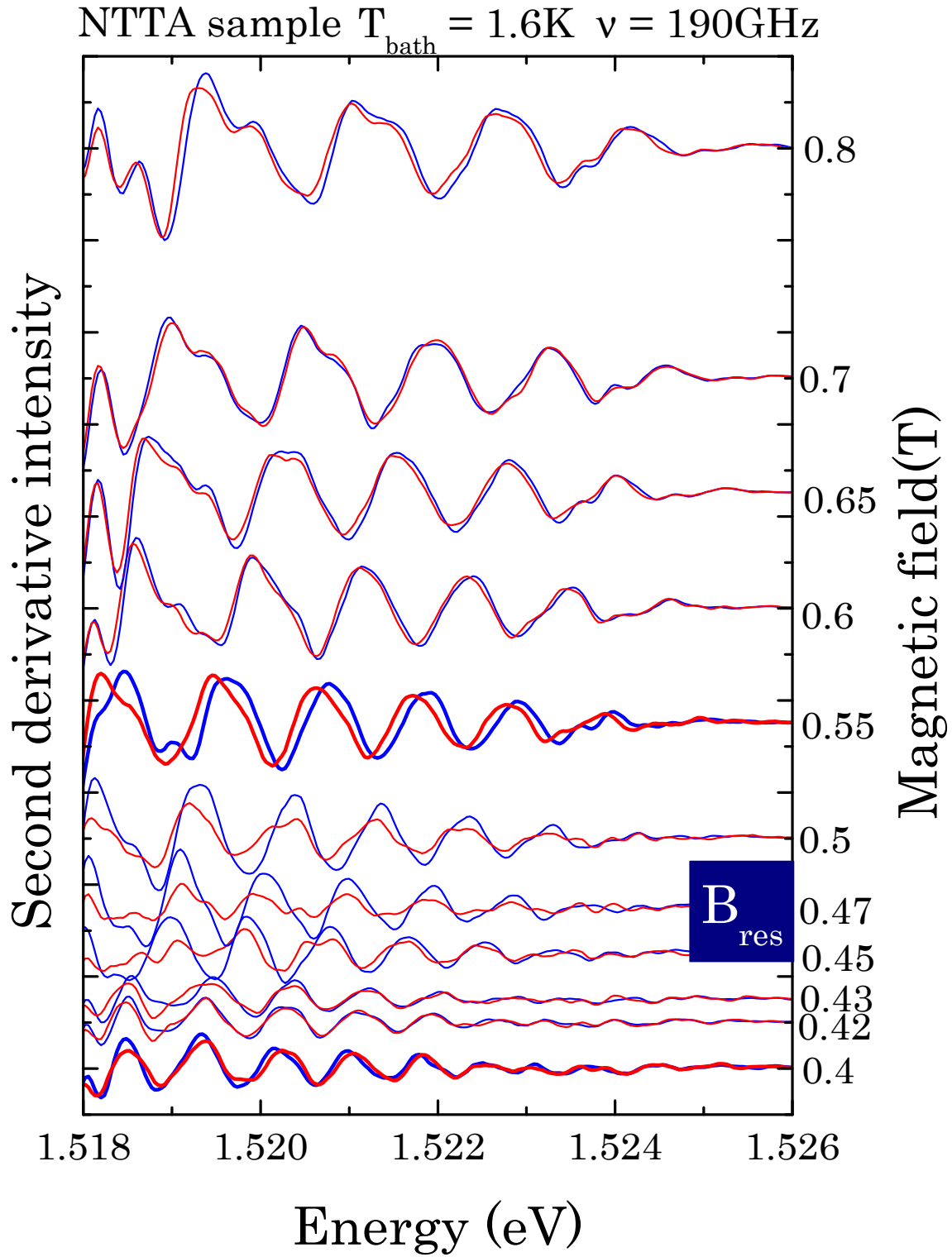


Fig. 4.30 Secondes dérivées des spectres de magnéto-PL irradiés (courbes rouges) ou non (courbes bleues) pour une fréquence de 190 GHz et des champs magnétiques fixés.

4.4.2 Harmonique de la résonance cyclotron électronique

Parmi les effets plus discrets et induits par les micro-ondes sur les spectres de magnéto-PL, sont les harmoniques de la résonance cyclotron électronique. En effet, d'après le modèle présenté dans l'annexe E, il existe des absorptions secondaires des micro-ondes par les électrons 2D, pour des valeurs de champs magnétiques qui vérifient l'égalité $h\nu = n\hbar\omega_c$, avec n un entier différent de 0. Nous rapportons dans ce paragraphe les résultats de mesures de magnéto-PL effectuées sous irradiation micro-ondes, dans le but de rechercher ces absorptions caractéristiques, appelées aussi harmoniques de la résonance cyclotron électronique.

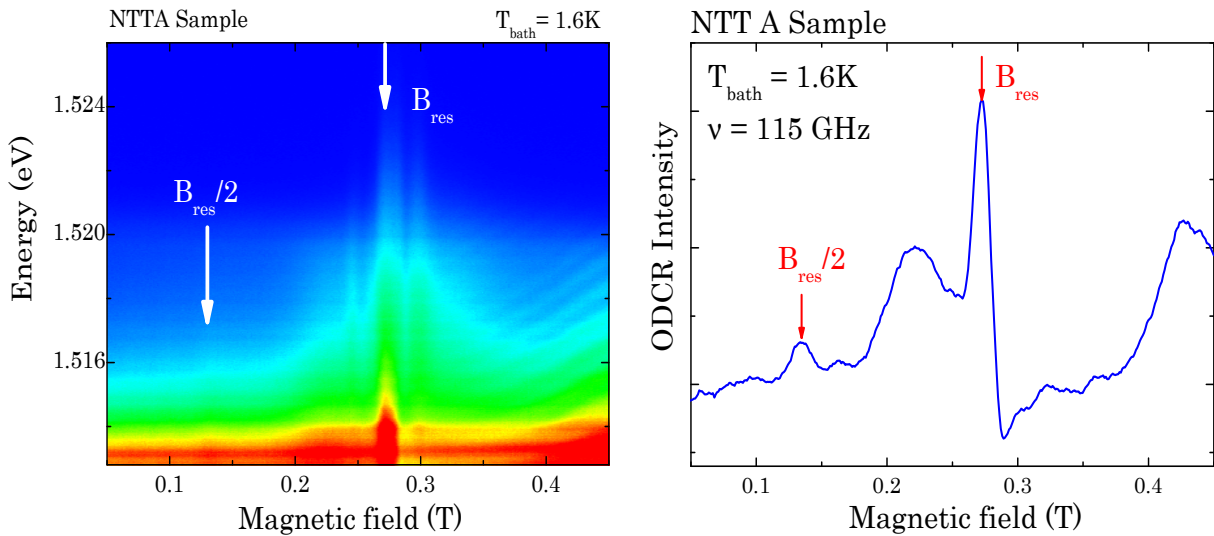


Fig. 4.31 A gauche : spectres de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes où nous soupçonnons une absorption au champ magnétique $B_{res}/2$. A droite : signal ODCR où apparaissent la résonance cyclotron électronique et l'un de ses harmoniques.

Les mesures de la figure (4.31) montrent, pour une fréquence micro-ondes de 115 GHz, une absorption caractéristique complémentaire qui apparaît pour un champ magnétique au voisinage de $B = B_{res}/2$. D'autres fréquences micro-ondes ont révélé ce même phénomène, comme par exemple pour 190 GHz, où pour une puissance micro-ondes importante nous distinguons clairement une structure additionnelle résonante au champ magnétique correspondant également à la moitié du champ magnétique résonant B_{res} . Ces signaux ODCR sont présentés sur la figure (4.32).

La totalité des mesures de magnéto-PL effectuées dans le but de détecter le ou les harmoniques de la RCE, ont démontré la nécessité d'appliquer de fortes puissances micro-ondes. En effet, avant que naisse cet harmonique, il est nécessaire d'obtenir une saturation de l'absorption principale au champ magnétique B_{res} , soit pour $\hbar\omega = \hbar\omega_c$. Si on

se réfère à notre modèle, cela signifierai expérimentalement que l'amplitude du pic d'absorption prépondérant à B_{res} ne demande qu'à augmenter en fonction de la puissance micro-ondes. Par conséquent, jusqu'à une certaine puissance micro-ondes, toute la population d'électrons 2D participe à l'absorption principale résonante, mais passé un seuil de puissance, qui reste à déterminer, certains mécanismes font que les transitions entre deux niveaux de Landau séparés d'une énergie $2\hbar\omega_c$ deviennent non négligeables.

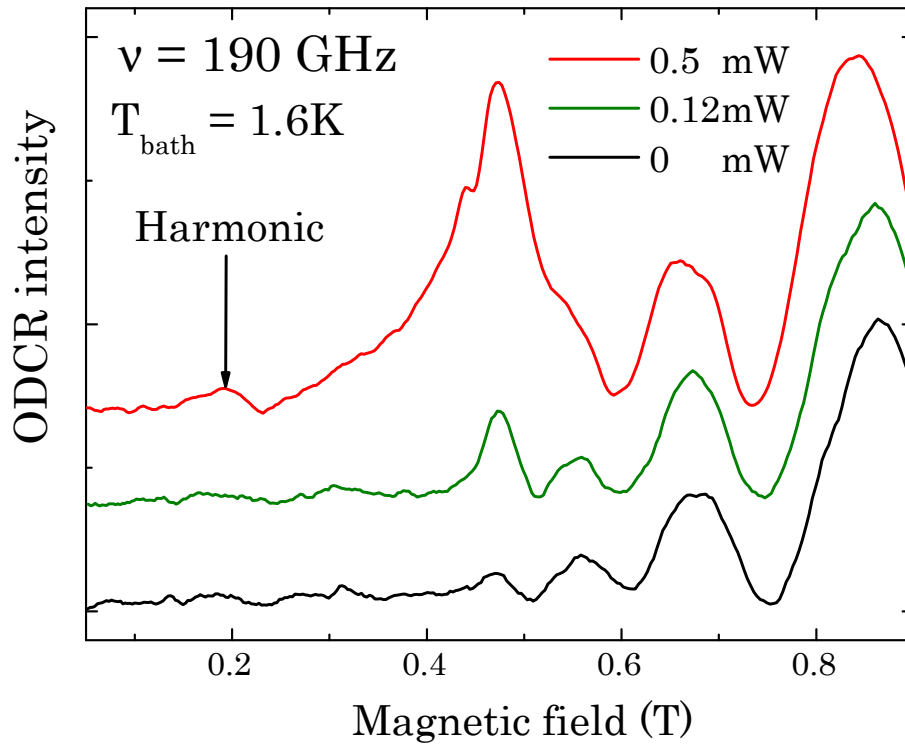


Fig. 4.32 Signal ODCR pour une énergie d'émission donnée, affichant distinctement un harmonique de la résonance cyclotron électronique pour $B = B_{res}/2$.

Si nous suivons ce raisonnement, pour l'observation de la totalité des harmoniques de la résonance cyclotron électronique, il faut donc avoir à notre disposition des générateurs disposant de puissances micro-ondes considérables, ce qui devient technologiquement difficile pour ces gammes de fréquences micro-ondes. De plus, nous l'avons vu avec les augmentations importantes des températures T_e et T_h , le fait d'appliquer de fortes puissances pourrait être la cause de l'apparition de phénomènes non-linéaires comme, par exemple, la génération de phonons acoustiques de plus haute énergie.

Toutefois, ces harmoniques de la résonance cyclotron électronique, qui correspondent aux transitions entre deux niveaux de Landau séparés d'une énergie $2\hbar\omega_c$, sont interdits par les règles de sélection optique. Ils ont cependant déjà été observé auparavant par G.

Abstreiter [8], qui, à l'époque, reliait ce phénomène au désordre. Dans notre cas, il est difficile de croire qu'un tel mécanisme puisse se produire dans un échantillon ultra-pur de haute mobilité. Néanmoins, la modulation de l'absorption micro-ondes en fonction du champ magnétique (cf figure (E.2)), qui montre les divers harmoniques de la résonance cyclotron, converge tout de même vers les nombreuses théories concernant une fois encore le phénomène des MIROs.

4.5 Mesures de magnéto-absorption

Nous avons eu l'opportunité, en plus de toutes les expérimentations présentées jusqu'à maintenant, de pouvoir mesurer les spectres d'absorption directs en simultanément avec les mesures de magnéto-PL sous irradiation micro-ondes. Le seul inconvénient de ces mesures peu conventionnelles fut la gamme de fréquences micro-ondes imposée par le système entre 40-60GHz. Ceci étant, nous avons tout de même pu approfondir notre étude pour des gammes de champ magnétique où auparavant nous avons observé des divergences comportementales, comme par exemple sur la figure (4.12), où les masses effectives électroniques calculées à partir des champs magnétiques résonant déviaient du comportement linéaire théorique de la résonance cyclotron électronique. Pour ces faibles valeurs de champ magnétique, ce type de phénomène est aujourd'hui bien souvent attribué à l'absorption des plasmons. Grâce à cette expérimentation, nous allons tenter de montrer la prépondérance de ces absorptions magnéto-plasmoniques pour ces gammes de fréquences et de champs magnétiques.

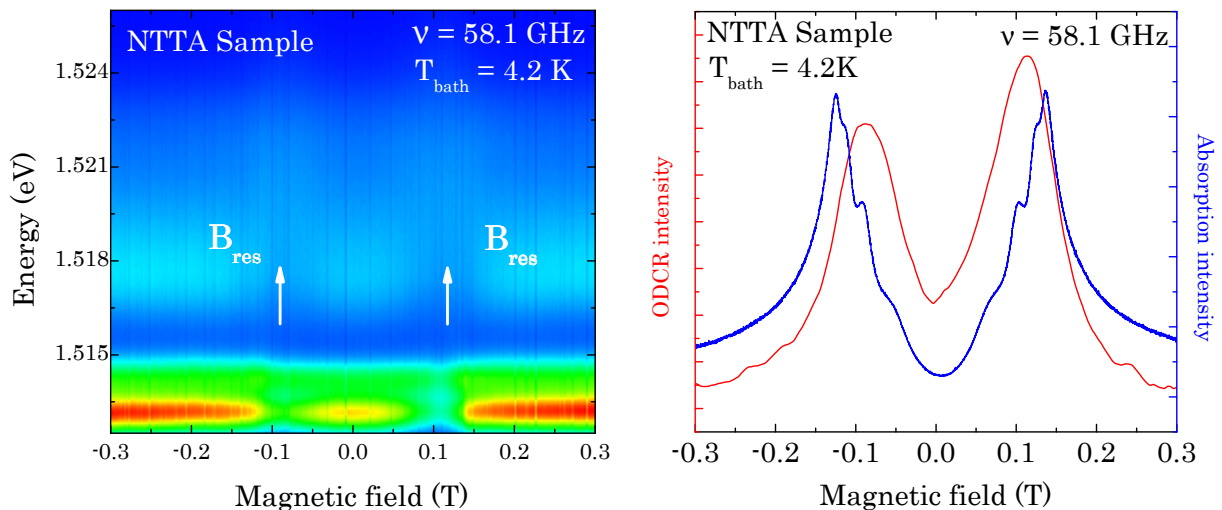


Fig. 4.33 A Gauche : Spectres de PL accumulés en champ magnétique pour une fréquence micro-onde de 58.1 GHz. A droite : comparaison entre les spectres d'absorption et un signal ODCR obtenu pour une énergie d'émission donnée.

En plus de mesurer directement les spectres d'absorption, nous avons la possibilité de comparer par des procédés de mesures complètement indépendants, la cohérence des résultats par rapport aux mesures de magnéto-PL. Cette fois, l'échantillon est positionné à l'intérieur d'une cavité résonante, dont les composantes des champs électriques et magnétiques sont bien connues (cf paragraphe 2.2.4). Cela nous a permis d'aligner notre échantillon selon le champ électrique pour ainsi favoriser le couplage entre l'onde électromagnétique et les électrons 2D. La fibre optique multi-modes qui traverse le socle de cette cavité autorise la collection de la photoluminescence selon la méthode de mesure classique utilisée jusqu'à présent.

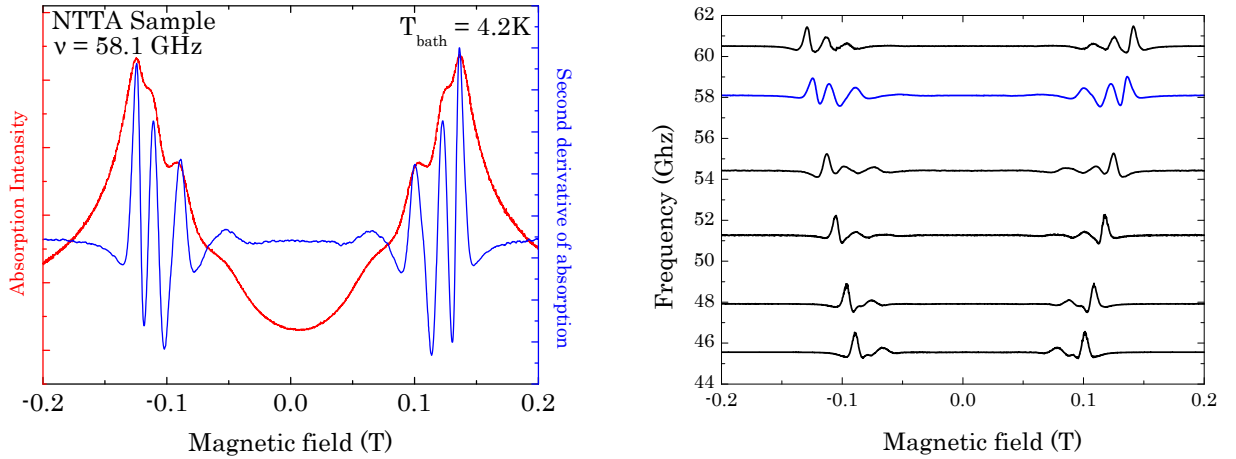


Fig. 4.34 Spectres de magnéto-absorption et leurs dérivées secondes en fonction des fréquences micro-ondes générées.

Nous présentons sur la figure (4.33), les résultats de mesures de photoluminescence obtenus en champ magnétique pour une fréquence de 58.1 GHz. Sur la figure de droite sont comparés, un signal ODCR, pour une énergie d'émission donnée avec un spectre de magnéto-absorption mesuré en parallèle. La première différence est visiblement l'allure du spectre d'absorption, qui contrairement au spectre de PL, exhibe une forme plus complexe, et bien plus représentative du comportement des plasmons. D'un autre côté, nous pouvons noter un décalage en champ magnétique des maxima des deux spectres, ce qui montre que le maximum d'intensité des signaux ODCR ne correspond pas à l'absorption maximale par les électrons 2D dans cette configuration de mesure.

Étant donné la richesse en informations des spectres d'absorption mesurés, nous pouvons procéder à une étude précise de l'absorption des micro-ondes. Les spectres de magnéto-PL nous serviront d'un autre côté pour fixer et modifier la valeur de la concentration électronique n_e , selon le principe donné en (3.4.1). Pour ces premières mesures, nous fixons la concentration électronique à $1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, et nous étudions

les dérivés secondes de chacun des spectres d'absorption, multipliées par un coefficient (-1) afin d'avoir les maxima correspondant aux pics contenus dans les spectres d'absorption, comme illustré sur les figures (4.34) pour différentes fréquences micro-ondes.

On observe pour des fréquences micro-ondes croissantes, une augmentation du nombre de maxima pour chaque dérivée seconde des spectres de magnéto-absorption. Si on trace à présent la position des champs magnétiques correspondant à chacun d'entre eux, le tout en fonction des fréquences micro-ondes, pour chacun des spectres d'absorption, nous obtenons les points présentés sur la figure (4.35).

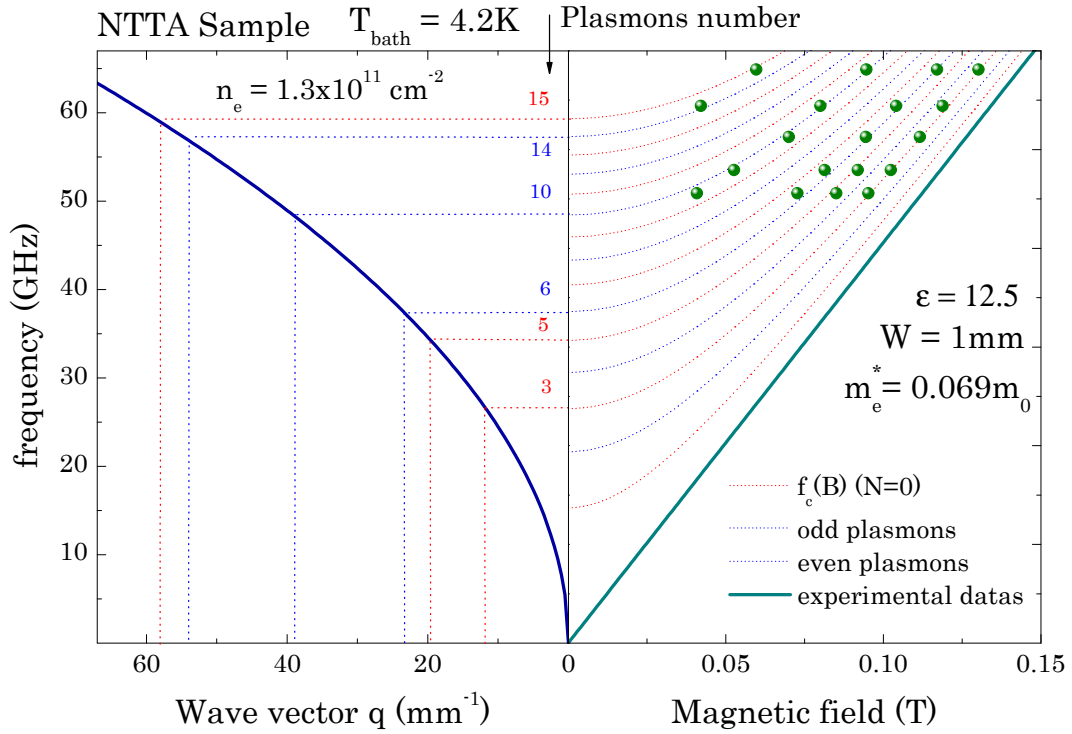


Fig. 4.35 Comparaison des points expérimentaux avec la dépendance de chacun des modes propres magnéto-plasmoniques pour une concentration électronique de $n_e = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ qui permet le tracé (à gauche) de la dispersion des plasmons.

Sur cette même figure a également été superposée la dépendance en champ magnétique des plasmons confinés, issue du modèle décrit au paragraphe (1.3.4) du chapitre d'introduction. Les expressions littérales nécessaires pour l'obtention de chacun des modes propres d'absorption sont décrites en (4.7) et (4.8).

$$f_p[\text{GHz}] = 24 \cdot \sqrt{\frac{n_e [10^{11} \text{ cm}^{-2}] \cdot q}{\epsilon}} \quad (4.7)$$

Ici q est le vecteur d'onde exprimé en mm^{-1} et d'expression $q = N\pi/W[mm]$, avec W la largeur de l'échantillon mesurée. ϵ et n_e sont respectivement la permittivité relative du GaAs $\epsilon = 12.5$, et la concentration électronique définie optiquement à $1.3 \times 10^{11} cm^{-2}$. L'indice N désigne ici, les différents modes propres d'absorption excités. Connaissant tous ces paramètres, nous pouvons alors exprimer la dépendance de chacun des modes magnéto-plasmoniques dont les fréquences propres f_{mp} sont données en (4.8), et où f_c est la fréquence cyclotron.

$$f_{mp}[GHz] = \sqrt{f_c^2 + f_p^2} = \sqrt{(405.8 \cdot B)^2 + 576 \cdot \left(\frac{n_e}{\epsilon} q\right)} \quad (4.8)$$

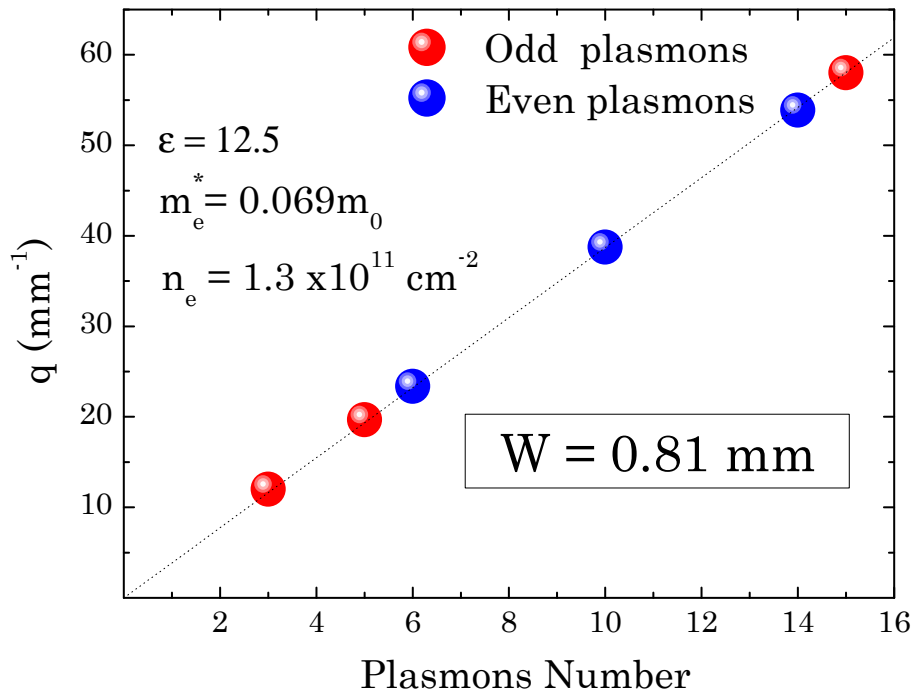


Fig. 4.36 Connaissant la dispersion des plasmons pour cette valeur de concentration électronique, figure (4.35), nous pouvons tracer les points d'abscisse N et d'ordonnée le vecteur d'onde correspondant.

Nous remarquons que le modèle est en assez bon accord avec les points expérimentaux, ce qui permet de caractériser chacun des modes propres excités. Ces comportements ont été observés à de nombreuses reprises dans des structures similaires de forme rectangulaire, comme les travaux I. V. Kukushkin [9] ou encore S. A. Mikhailov [10], mais aussi sur des échantillons de géométrie circulaire [11]. Dans la plupart de ces expérimentations, les plasmons observés avaient une parité modale unique alors que dans notre cas, les modes excités sont mixés entre pair et impair, qui peut être lié à la

géométrie de notre échantillon, dont les surfaces et bords ne sont pas idéaux. Enfin, aucun point ne semble coïncider avec la caractéristique linéaire propre de la résonance cyclotron électronique, ce qui est en accord avec la figure (4.12). Ceci montre dans un premier temps que pour ces gammes de champs magnétiques et de fréquences micro-ondes, les mécanismes d'absorption semblent ne plus être en accord avec les modèles d'absorption utilisés pour décrire les MIROs.

Connaissant les modes magnéto-plasmoniques, présentés sur la figure (4.35), nous pouvons en déduire la largeur active W , en traçant en fonction du nombre N , les valeurs des vecteurs d'onde correspondant, comme illustré sur la figure (4.36). La valeur obtenue pour W est plus faible que la largeur physique de notre échantillon, ce qui peut s'expliquer par la rugosité de notre échantillon aux interfaces, et aux pertes de couplage entre les électrons 2D et l'onde électromagnétique à l'intérieur de la cavité résonante.

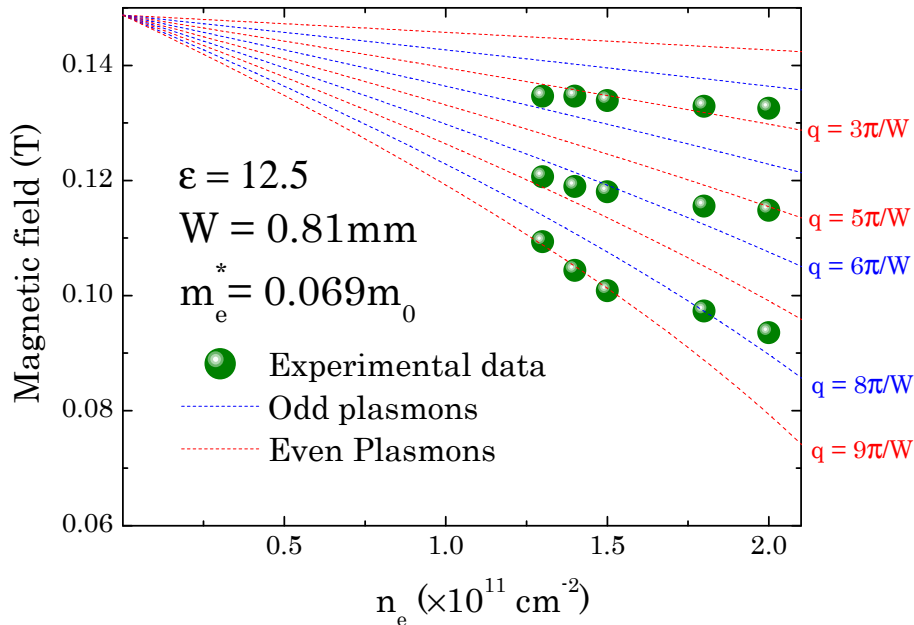


Fig. 4.37 Comparaison des points expérimentaux avec la dépendance de chacun des modes propres magnéto-plasmoniques en fonction de la concentration électronique, et pour une fréquence constante.

On utilise à présent une des propriétés des plasmons qui est de dépendre de la valeur de la concentration électronique. Nous modifions ainsi la concentration électronique, puis nous mesurons les spectres de magnéto-absorption pour une fréquence micro-onde constante et fixée à 60.3524 GHz. L'analyse des maxima des dérivées secondes obtenues à partir des spectres d'absorption mesurés, permet de tracer comme précédemment

les points représentés sur la figure (4.37). Une fois de plus le modèle des plasmons, en fonction de la concentration électronique est en accord avec nos points expérimentaux, ce qui prouve que l'absorption magnéto-plasmonique est bien dominante pour ces gammes de champs magnétiques.

Nous avons mesuré simultanément les spectres de magnéto-PL avec des spectres d'absorption micro-ondes, et avons vu que le champ magnétique résonant sur les signaux ODCR était plus faible que les maxima des spectres d'absorption mesurés (cf figure (4.33)). Cet aspect est probablement lié à la configuration de l'échantillon à l'intérieur de la cavité résonante, et surtout par rapport à la fibre optique.

En effet, l'échantillon est excité optiquement sur un seul côté, ce qui par définition provoque dans un premier temps un changement local de la concentration électronique. La taille effective de l'échantillon "vue" optiquement correspond, de plus, à la zone où le faisceau laser est appliqué, contrairement aux mesures d'absorption qui englobent la totalité de l'échantillon. Nous avons donc un échantillon "vu" plus grand pour les mesures d'absorption que pour les mesures de PL. La concentration électronique considérée pour les mesures d'absorption est donc une moyenne entre la concentration de la zone éclairée, plus faible, et l'autre partie de l'échantillon, où elle est plus importante, ce qui tend au final vers une concentration plus grande que la concentration électronique considérée dans la zone éclairée. D'après la dispersion des plasmons utilisée pour le tracé de la figure (4.35), l'effet de réduction de la taille effective de l'échantillon, plus la diminution locale de la concentration électronique peut expliquer à eux seuls les écarts observés entre les champ magnétiques résonants des spectres de PL et les spectres d'absorption.

Pour conclure, les structures observées dans les spectres d'absorption micro-ondes, pour des champs magnétiques et fréquences micro-ondes plus faibles, sont attribuées aux magnéto-plasmons, comme nous venons de le montrer expérimentalement dans ce paragraphe. Nous prouvons leur existence dans un GE2D de dimensions finies, grâce à l'étude approfondie des spectres d'absorption, en modifiant les fréquences d'excitation micro-ondes d'une part, puis la concentration électronique d'autre part. Les comparatifs des points expérimentaux effectués avec les nombreux modèles concernant les magnéto-plasmons [12][13], montrent un assez bon accord. Cela nous a notamment permis de caractériser chacun des modes propres d'absorption magnéto-plasmoniques, puis de connaître la largeur active W de notre échantillon obtenue plus faible que la largeur physique mesurée.

Bibliographie

- [1] P. Pfeffer and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **53**, 12813 (1996).
- [2] B. M. Ashkinadze, E. Linder, and E. Cohen, *Phys. Rev. B* **74**, 245310 (2006).
- [3] M. Kozhevnikov, B. M. Ashkinadze, E. Cohen, and Arza Ron *Phys. Rev. B* **52**(24), 17165 (1995).
- [4] J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang, L. Pfeiffer, K. West, V. Umankysy, M. Dressel, R. Meisels, F. Kuchar, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 116804 (2005)
- [5] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226802 (2003).
- [6] I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (pages 11) (2005).
- [7] S. Studenikin, M. Potemski, P. T. Coleridge, A.S. Sachrajda, Z. R. Wasilewski, *Solid State Commun.* **129**, 341 (2004)
- [8] G. Abstreiter et al., *Phys. Rev. B* **14**, 2480 (1976).
- [9] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **73**, 113310 (2006)
- [10] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova *Phys. Rev. B* **71**, 035320 (2005)
- [11] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel and W. Schlapp *Phys. Rev. B* **48**, 15480 (1985)
- [12] J. M. Pitarke, V. U. Nazarov, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, E. Zaremba, and P. M. Echenique, *Phys. Rev. B* **70**, 205403 (2004)
- [13] F. Stern, *Phys. Rev. Letters* **18**, 546 (1967)

Chapitre 5

Conclusion générale

Il a récemment été découvert que lorsqu'un gaz électronique bidimensionnel de haute mobilité était irradié par des micro-ondes, des phénomènes nouveaux et intéressants apparaissaient, comme par exemple les magnéto-oscillations, ou MIROs, induites par les micro-ondes et observées sur la résistance longitudinale au cours d'expérimentations magnéto-électriques à basse température. Ces MIROs ont pour particularité de posséder une périodicité correspondant au rapport de l'énergie électromagnétique d'excitation sur l'énergie cyclotron.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude en champ magnétique ($0 < B < 23$ T) et à basse température (1.6 K $< T_{bath} < 4.2$ K), des effets des micro-ondes (10 GHz $< \nu < 2522$ GHz) sur la photoluminescence d'un gaz électronique bidimensionnel (GE2D) de haute mobilité ($\mu \simeq 5 \times 10^6$ cm²/V.s).

Les échantillons ont été caractérisés au moyen de diverses expérimentations en champ magnétique à l'aide, dans un premier temps, de mesures de magnéto-transport qui ont notamment permis de vérifier l'excellente qualité des échantillons mis en oeuvre. D'autres expérimentations ont été développées comme des mesures de magnéto-photoluminescences ou encore des mesures de magnéto-absorption, afin d'étudier avec le maximum d'outils et de procédés différents les effets des micro-ondes sur les GE2D.

Lorsque sont appliquées des fréquences micro-ondes élevées, les résultats de mesures de magnéto-PL montrent un pic d'absorption classiquement attribué au phénomène de la résonance cyclotron électronique, alors que pour des fréquences micro-ondes plus faibles, de l'ordre de celles utilisées pour l'observation des MIROs, les effets induits sur les spectres de magnéto-PL sont bien plus compliqués, et nécessitent une étude beaucoup plus approfondie.

La plus grande partie du travail présenté dans ce mémoire, consiste à sonder les propriétés des GE2D, irradiés par des micro-ondes, en utilisant la photoluminescence. En effet, la méthode optique préconisée pour cette étude a l'avantage de permettre une détermination, avec et sans micro-ondes, de la distribution en énergie des porteurs de charges. On montre notamment, en présence de micro-ondes, que la distribution des porteurs est en quasi-équilibre thermique, ce qui donne la possibilité, grâce à des mesures spécifiques, de trouver les températures effectives des électrons et des trous. Pour des mesures effectuées à une température de bain de $T_{bath} = 1.6K$, la température effective des électrons peut atteindre jusqu'à 20K, avec pourtant des puissances micro-ondes appliquées de l'ordre de quelque mW . En outre, et ce qui est le plus surprenant, nous montrons que les températures effectives des électrons et des trous sont bien différentes, avec en particulier $T_h > T_e$, si l'irradiation micro-ondes est de forte puissance.

Certains effets ont par la suite été observés, comme le déplacement en énergie des spectres de PL irradiés par les micro-ondes, ce qui témoigne d'effets beaucoup plus subtils, comme la contribution d'une composante oscillatoire, induite par les micro-ondes, sur la fonction de distribution électronique. Les phénomènes d'absorption des micro-ondes en fonction du champ magnétique, révélés avec l'analyse des signaux ODCR, montrent des effets résonants supplémentaires, notamment au voisinage de la résonance cyclotron électronique, où pour des basses fréquences micro-ondes, nous mettons en évidence le premier harmonique de la résonance cyclotron. Pour des fréquences micro-ondes encore plus basses, des mesures d'absorption couplées avec des mesures de magnéto-PL ont été entreprises afin de prouver la prépondérance des absorptions magnéto-plasmoniques pour ces faibles gammes de champs magnétiques.

Nous montrons finalement, avec cette étude, que l'absorption des micro-ondes de faibles énergies ne peut être considérée comme un simple processus lié à la résonance cyclotron électronique et de ses harmoniques, comme nous l'avons vu avec le rôle essentiel joué par les plasmons pour ces gammes d'énergies. Cependant, afin de clarifier la contribution réelle de l'absorption magnéto-plasmonique par rapport au phénomène complexe des MIROs, des études plus poussées sont à envisager. Enfin nous affichons le caractère robuste du phénomène des MIROs, en montrant que la température des électrons peut atteindre jusqu'à 20 K, expliquant ainsi la faible dépendance de l'amplitude des MIROs par rapport à la température de bain T_{bath} , ce qui est surprenant du point de vue de certaines théories sur le sujet.

Annexe A

Résonance cyclotron des fermions composites

En complément des mesures de photoluminescence effectuées dans le but de comprendre les effets des micro-ondes sur les GE2D à bas champ magnétique, on se propose dans cette partie, de rechercher la résonance cyclotron des fermions composites (CFs), au voisinage du facteur de remplissage $\nu_B = 1/2$ dans le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire. En effet, par définition, ces quasi-particules de la famille des fermions possèdent les mêmes propriétés, et il est donc possible de coupler une onde électromagnétique avec leur mouvement cyclotron en champ magnétique, tout comme la résonance cyclotron classique à bas champ magnétique. Le procédé expérimental est le même qu'auparavant concernant l'acquisition des spectres de PL en champ magnétique, mais pour cette expérimentation, il est nécessaire d'utiliser des sources micro-ondes de faibles énergies.

En effet, dans le régime de l'EHQF et donc pour un facteur de remplissage $\nu_B < 1$, le niveau de Fermi se situe à l'intérieur du niveau de Landau d'indice $N = 1$, et dans le cas présent, pour $\nu_B = 1/2$, au milieu de celui-ci, comme décrit au paragraphe (1.5.5) de l'introduction. Les excitations micro-ondes, d'énergie $\hbar\omega < \hbar\omega_c$, sont alors du type intra niveau de Landau, ce qui implique, pour exciter les électrons contenus sur les états d'énergie occupés, une énergie micro-onde faible, typiquement inférieure à la largeur à mi-hauteur Γ d'un niveau de Landau. En plus de cela, des mesures de photoluminescence à des températures les plus basses possibles sont souhaitables, afin que l'énergie $k_B T_{bath}$ soit négligeable par rapport à l'énergie d'excitation micro-ondes $\hbar\omega$.

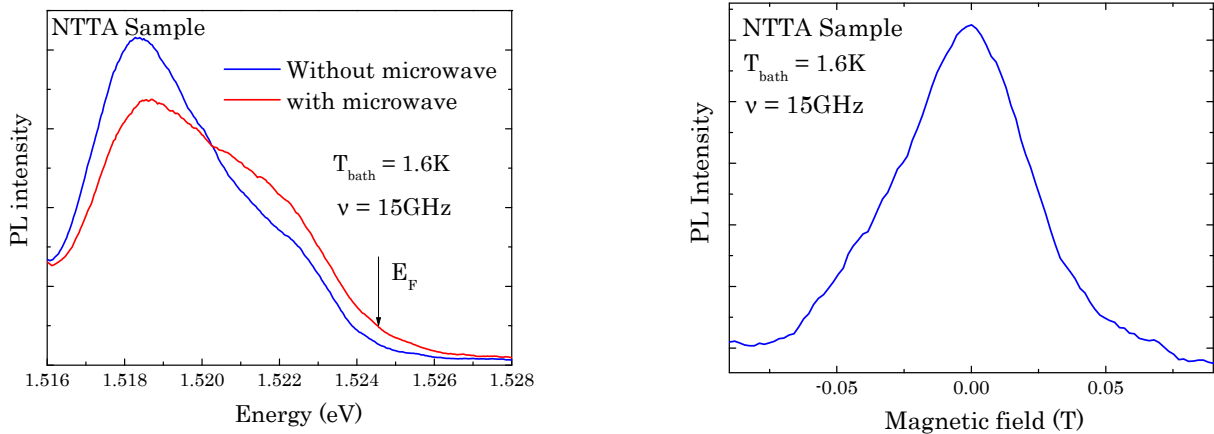


Fig. A.1 A gauche : spectres de PL avec et sans micro-ondes, pour un champ magnétique nul et pour une configuration de mesure utilisant un guide d'onde coaxial. A droite : spectre obtenu à l'énergie de Fermi E_F , en fonction du champ magnétique.

Les expérimentations présentées dans cette partie ont toutefois été réalisées à $T_{bath} = 1.6$ K par l'intermédiaire du cryostat à Hélium 4 ce qui rend encore plus surprenant les résultats que nous présentons. Le générateur micro-ondes mis à notre disposition peut délivrer des fréquences micro-ondes comprises entre 10 et 15 GHz, avec une puissance maximale à 15 GHz, ce qui implique d'adapter modalement en conséquence, le guide d'onde pour ces gammes de fréquences micro-ondes. Une nouvelle canne de mesure de magnéto-PL à basses températures, autorisant l'irradiation de l'échantillon par les micro-ondes, a donc été mise au point, à la seule différence que les micro-ondes se propagent maintenant dans un câble coaxial spécifique pour les basses températures et optimisé sur notre gamme de fréquences micro-ondes. En utilisant la partie conductrice du câble coaxial dénudé pour l'occasion à son extrémité, une antenne a été improvisée, de longueur L très proche de la longueur d'onde λ des signaux micro-ondes générés. Le tout est ajusté afin que l'échantillon soit le plus près possible de l'antenne émettrice, et donc que la plus grande partie de la puissance micro-ondes générée soit absorbée par la structure semi-conductrice, évitant ainsi les problèmes liés à la directivité de notre antenne. Bien entendu, une fibre optique multi-modes est également positionnée très proche de la surface de l'échantillon à exciter, et l'excitation/collection de l'échantillon s'opère tout comme les autres expérimentations optiques.

Afin de se projeter dans des gammes de champs magnétiques propres au régime de Hall quantique fractionnaire, nous vérifions à $B = 0T$ que les micro-ondes modifient bien les spectres de PL, comme le montre la figure (A.1). L'avantage d'utiliser de faibles énergies d'excitations micro-ondes, repose sur le fait que l'absorption principale des micro-ondes par le GE2D est une fois encore liée au phénomène de résonance cyclotron

électronique, qui dans ce cas, donne un champ magnétique résonant B_{res} très proche d'un champ magnétique nul, avec par exemple $B_{res} = 36$ mT dans l'approximation linéaire idéale d'une masse effective électronique $m_e^* = 0.069 \times m_0$ et une fréquence micro-onde de 15 GHz. Cela explique, d'une part, les changements importants observés sur les spectres de PL à $B = 0$ T sous irradiation micro-ondes, et d'autre part valide le bon fonctionnement de notre expérimentation.

Pour rechercher la résonance cyclotron des CFs, on se positionne au voisinage du facteur de remplissage $\nu_B = 1/2$, en se servant du processus de détermination de la concentration électronique n_e à partir des spectres de magnéto-PL (paragraphe (3.4.1)). Une fois n_e connue, nous sommes en mesure de connaître la position exacte du champ magnétique correspondant au facteur de remplissage 1/2, et donc d'effectuer nos balayages en champ magnétique autour de ce point statique. Cette valeur de champ magnétique, dans le cas des CFs correspond alors au champ magnétique effectif $B^* = 0$ T [?], d'après la description théorique les concernant, faite au paragraphe (1.5.4). La seconde particularité de l'évolution de la magnéto-résistance (cf figure (1.11)) autour du facteur de remplissage 1/2 dans le régime de l'EHQF est sa forte ressemblance avec l'évolution de la résistance à faible champ magnétique dans le régime de l'EHQE. En plus de cela, cette magnéto-évolution apparaît symétrique autour de B^* , ce qui, comme à faible champ magnétique, ouvre la possibilité d'observer optiquement la résonance cyclotron des fermions composites, mais cette fois de part et d'autre de B^* .

L'analyse des spectres de PL en fonction de l'énergie d'émission et du champ magnétique, sous irradiation micro-ondes de différentes fréquences, a révélé des absorptions résonantes, présentées respectivement sur la figure (A.2) pour $\nu = 10$ et $\nu = 15$ GHz. Le caractère représentatif d'une absorption résonante s'illustre, sur les deux spectres présentés, par une déviation de la position des maxima d'absorption pour un changement d'énergie micro-onde, dépendance identique au phénomène de résonance cyclotron électronique classique. De plus, si on retranscrit l'échelle des champs en champs magnétiques effectifs B^* des CFs, on peut voir que les deux résonances sont centrées, pour la valeur de la concentration électronique n_e fixée, autour de $B^* = 0$. L'ensemble de ces constats vient appuyer l'hypothèse que nous pourrions avoir mesuré la résonance cyclotron électronique des CFs, et dans ce cas offre la possibilité de connaître, à partir de maxima, leur masse effective, calculée à $m_{CF}^* = 1.75 \times m_0$. Enfin, les différences d'intensités observées sur les spectres de PL de cette même figure sont uniquement liées à la puissance des micro-ondes qui s'avère plus faibles à 10 GHz qu'à 15 GHz, où elle est la plus intense.

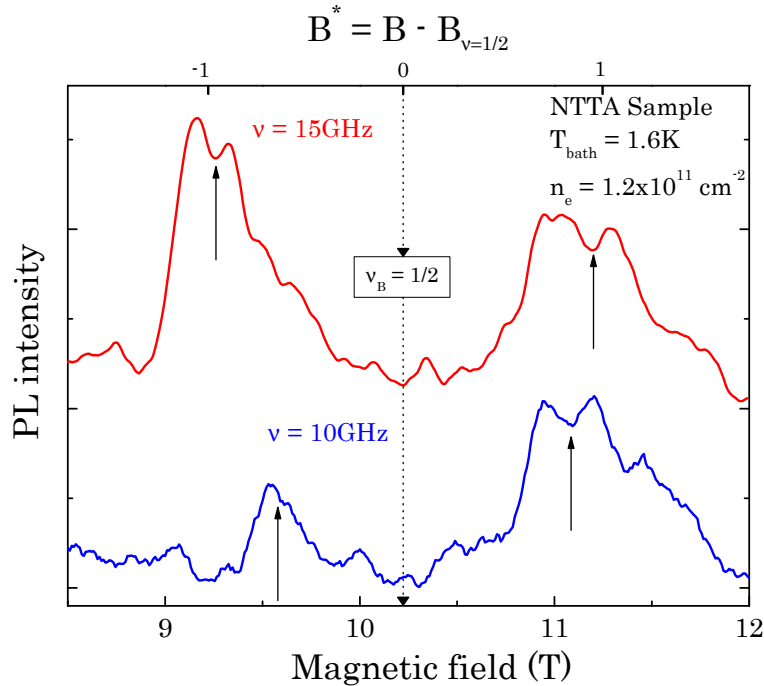


Fig. A.2 Spectres de PL en fonction du champ magnétique effectif B^* des CFs et pour des fréquences micro-ondes de 10 GHz et 15 GHz.

En conclusion, nous avons adapté un dispositif expérimental de mesures de magnéto-PL sous irradiations micro-ondes de faibles énergies, en mettant en oeuvre un guide d'onde de type câble coaxial, dans le but de rechercher la résonance cyclotron des fermions composites. Une fois la concentration électronique connue, et fixée optiquement par la méthode optique classique, nous avons effectué des mesures de magnéto-PL "avec" et "sans" micro-ondes pour des balayages autour du champ magnétique correspondant au facteur de remplissage $\nu_B = 1/2$. Les résultats de mesures ont révélés des spectres de PL en champ magnétique et pour une énergie d'émission donnée, qui affichaient des pics d'absorptions résonants intéressants. En effet, le comportement troublant pour certaines fréquences micro-ondes, ainsi que la position des champs magnétiques résonants par rapport à B^* , laissent à penser que nous sommes bien en présence de la résonance cyclotron des CFs.

Jusqu'à maintenant, et observée uniquement par I. V. Kukushkin [3] par des méthodes de détection optique, la résonance cyclotron des CFs est toujours au coeur de nombreuses interrogations. Avant de comprendre ce phénomène physique, encore de nombreux mystères subsistent autour de l'effet Hall quantique fractionnaire. En effet, les travaux de Das Sarma [1] ont montré que dans ce regime de fort champ magnétique, les interactions électrons-électrons étaient à l'origine des effets observés sur la magnéto-résistance longi-

tudinale. Grâce à cette notion de quasi-particules, les phénomènes physiques rattachés dans le régime de l'effet Hall quantique entier, peuvent être transposés à l'EHQF. Pour ce qui est de mesurer la résonance cyclotron des CFs, le théorème développé par Kohn [2] stipule que les fermions composites, qui résultent de l'interaction électron-électron, exclut le couplage avec l'onde électromagnétique. Si on suit cette idée, il serait alors impossible de détecter ce phénomène de résonance cyclotron des CFs, ce qui vient en contradiction avec les résultats expérimentaux récents de I. V. Kukushkin [3], et par la même occasion, des nôtres.

La masse effective des CFs calculée à partir de nos spectres de PL est supérieure à celle obtenus par I. V. Kukushkin, mais les conditions de température et de concentration électronique sont différentes. D'après la caractéristique obtenue par I. V. Kukushkin et pour notre valeur de n_e , nous devrions obtenir une masse $m_{CF}^* = 1.2 \times m_0$, contre $m_{CF}^* = 1.75 \times m_0$ expérimentale. Ceci dit, étant donné les écarts identiques observés sur les valeurs de masse obtenues par I. V. Kukushkin, qui de plus, reste la seule référence à ce jour sur ce type d'expérimentation, montrent que la valeur que nous trouvons n'est pas complètement incohérente. Ces mesures sont bien sûr des mesures préliminaires et bien d'autres expérimentations sont nécessaires, afin d'apporter plus de précisions sur le phénomène et par conséquent sur l'EHQF.

Annexe B

Autre exemple de magnéto-PL

Au cours de cette thèse, de nombreux échantillons ont été mesurés afin de montrer la fiabilité de notre système expérimental. Dans cette annexe, nous présentons les résultats de mesures de magnéto-PL effectuées sur un puits quantique très large, et qui montre aussi une bonne réceptivité aux micro-ondes, comme le prouve l'apparition de la résonance cyclotron électronique sur la figure (B.2) et les autres figures (B.3).

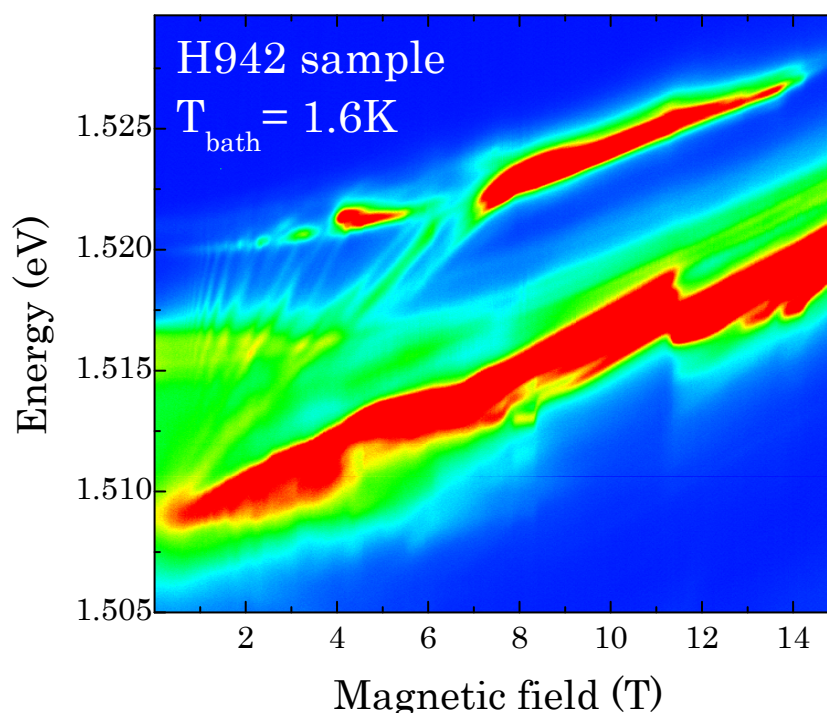


Fig. B.1 Magnéto-photoluminescences accumulées en champ magnétique "sans" radiation micro-ondes. La couleur rouge représente le maximum d'intensité de la PL et le bleu la plus faible.

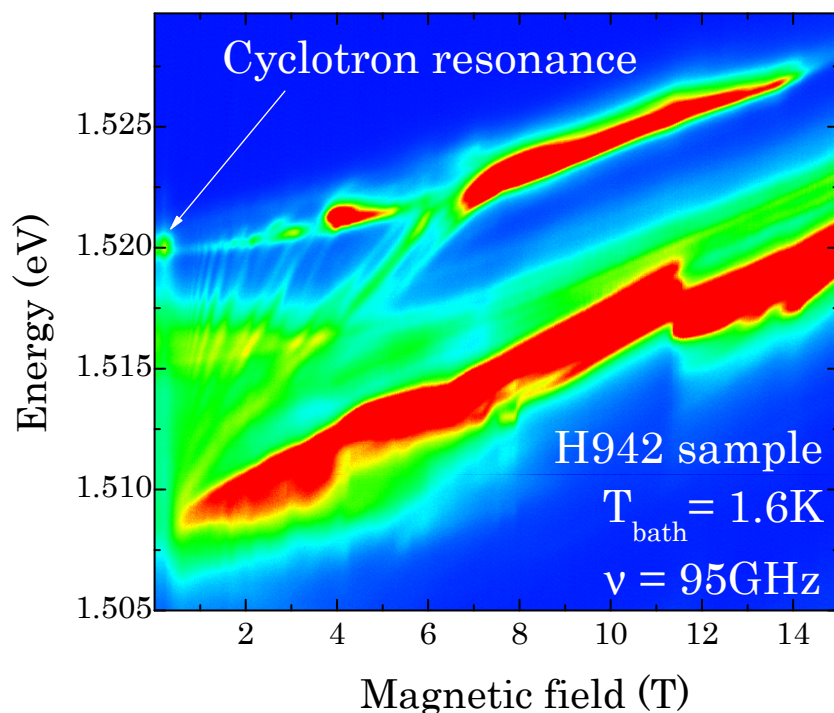


Fig. B.2 Magnéto-photoluminescences accumulées en champ magnétique "avec" radiation micro-ondes à $\nu = 95$ GHz. La résonance cyclotron électronique pour $B_{res} = 0.23$ T est repérée par la flèche blanche.

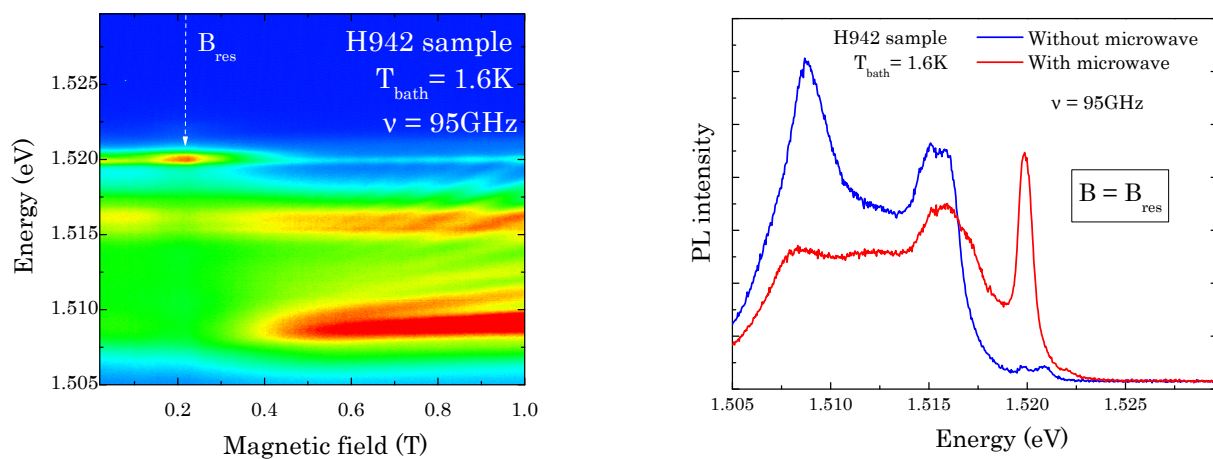


Fig. B.3 A Gauche : Photoluminescences accumulées en champ magnétique de 0 à 1 T et irradié à fréquence micro-onde de 95 GHz. A droite : spectre de PL pour $B = B_{res}$ avec et sans micro-ondes.

Annexe C

Fonction de distribution hors équilibre

Le modèle développé par L.A. Dmitriev [4] part du principe que les magnéto-oscillations observées sur la conductivité σ_{xx} du GE2D seraient dues à une modulation de la fonction de distribution électronique. En effet, le comportement oscillatoire à bas champ de la densité d'état ajouté à la modulation de la fonction de distribution serait l'explication des oscillations observées sur la photoconductivité dc . On se propose dans cette partie d'expliquer brièvement les grandes lignes directrices de sa théorie afin d'en comprendre les fondements. Dans un premier temps, on définit la photoconductivité dc σ_{ph} , par spin, avec la relation suivante :

$$\sigma_{ph} = \int dE \sigma_{dc}(E) \left[\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right] \quad (\text{C.1})$$

où $f(E)$ est la fonction de distribution électronique et $\sigma_{dc}(E)$, la photoconductivité statique donnée par l'expression ci-dessous :

$$\sigma_{dc}(E) = \sigma_{dc}^D \tilde{\nu}^2(E) = \frac{e^2 \nu_0 v_F^2}{2\omega_c^2 \tau_{tr}} \cdot \left[\frac{\nu(E)}{\nu_0} \right]^2 \quad (\text{C.2})$$

avec σ_{dc}^D , la conductivité statique par spin établie par Drude, τ_{tr} , $\nu(E)/\nu_0$ et v_F respectivement le temps moyen entre deux collisions à $B=0\text{T}$, la densité d'état normalisée, et la vitesse de Fermi égale à $\sqrt{2E_F/m}$.

On utilisera pour la suite du calcul l'approximation harmonique de la densité d'état rappelée à l'équation (D.6) qui s'écrit également à π près sous la forme,

$$\tilde{\nu}(E) = 1 - 2 \cos \left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c} \right) \quad (\text{C.3})$$

$$\delta = \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \ll 1 \quad (\text{C.4})$$

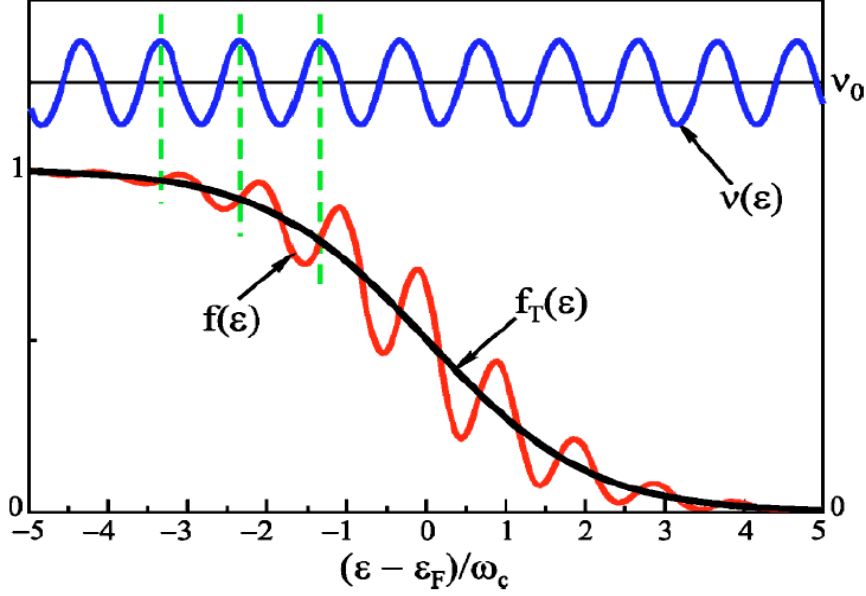


Fig. C.1 Représentation schématisée des oscillations de la densité d'état $\nu(E)$ ainsi que les oscillations induites $f_T(E)$ sur la fonction de distribution $f(E)$. Figure issue de [4].

Dans notre expression (C.4), τ_q est le temps de relaxation d'une particule unique, et est beaucoup plus faible que le temps τ_{tr} . Ceci étant, le calcul de Dmitriev introduit le temps de relaxation inélastique τ_{in} dans l'expression (C.5) avec σ_ω^D la conductivité *ac* par spin issue du modèle de Drude.

$$E_\omega^2 \frac{\sigma_\omega^2}{2\omega^2 \nu_0} \sum_{\pm} \tilde{\nu}(E \pm \omega) [f(E \pm \omega) - f(E)] + E_{dc}^2 \frac{\sigma_{dc}^D}{\nu_0 \tilde{\nu}(E)} \partial_E [\tilde{\nu}^2 \partial_E f(E)] = \frac{f(E) - f_T(E)}{\tau_{in}} \quad (\text{C.5})$$

L'expression (C.5) montre que la fonction de distribution est formée d'une composante continue $f(E)$ et d'une composante alternative $f_T(E) = f_{osc}(E)$ où son expression est donnée à l'équation (C.6). On représente sur la figure (F.2) les variations des différentes expressions.

$$f_{osc}(E) = \delta \frac{\omega_c}{2\pi} \left[\frac{\partial f_T}{\partial E} \right] \sin \left(\frac{2\pi E}{\omega_c} \frac{P_w \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c} + 4Q_{dc}}{1 + P_w \sin^2 \frac{\pi\omega}{\omega_c} + Q_{dc}} \right) \quad (\text{C.6})$$

Les forces des champs statiques et dynamiques sont représentées respectivement par P_ω et Q_{dc} , qui sont toutes deux proportionnelles à τ_{in} . Dans le cas où les procédés de relaxation sont inexistant, ces deux forces tendent vers l'infini. De plus, ce temps τ_{in} est fortement dépendant de l'agitation thermique et de ce fait de la température. En associant dans l'équation (C.6) l'expression de départ de la conductivité, les variations de la conductivité s'expriment finalement d'après l'expression (C.7) ci-dessous :

$$\frac{\sigma_{ph} - \sigma_{dc}}{\sigma_{dc}} = -4\delta^2 P_\omega \frac{\pi\omega}{\omega_c} \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \quad (C.7)$$

Le modèle de L.A. Dmitriev est fortement dépendant de la température et du temps de relaxation inélastique τ_{in} contenus dans le facteur P_ω . Ceci étant, la périodicité ainsi que la phase des oscillations sont similaires et respectent le comportement expérimental observé ce qui confirme la validité en première approximation de ce premier modèle.

Annexe D

Collisions entre électrons et impuretés

Le modèle décrit par A. C. Durst [5] repose sur le fait qu'un GE2D sous champ magnétique et irradié par une onde électromagnétique d'énergie $\hbar\omega$, entraîne la création d'un courant dû aux collisions entre les électrons photo-excités et les impuretés. D'un point de vue optique, le photon d'énergie $\hbar\omega$ est absorbé par l'électron qui subit une transition directe et de même énergie dans la BC jusqu'à un état libre au dessus du niveau de Fermi. En l'absence de désordre ces électrons photo-excités ne contribuent pas aux changements de courant mesurés alors qu'en présence de désordre, ils sont déviés de leur trajectoire en rentrant en collision avec les impuretés, ce qui crée un courant additionnel. Sur la figure (D.1) est schématisé ce mécanisme où Δx représente l'écart spatial selon x engendré par une collision. Pour un champ magnétique donné, le gap d'énergie cyclotron $\hbar\omega_c$ espace les niveaux de Landau selon la théorie. Si on applique à présent, pour mesurer le courant, un champ électrique continu E_{dc} sur x , alors l'énergie des niveaux de Landau est régie par l'équation (F.1) selon x .

$$E_n = n\hbar\omega_c + eE_{dc}x \quad (\text{D.1})$$

où pour simplifier l'analyse, le terme en $1/2$ a été négligé. Soumis à une excitation électromagnétique d'énergie $\hbar\omega$, l'électron absorbe cette énergie et l'autorise à passer d'un état plein d'énergie E_n à un état vide d'énergie $E_n + \hbar\omega$ (cf figure (D.1)).

L'électron photo-excité subit alors des collisions avec les impuretés de quantité de mouvement très faibles, ce qui l'écarte spatialement d'une distance $\pm\Delta x$ de sa trajectoire finale théorique. Selon la position du niveau de Fermi et l'énergie d'excitation micro-ondes, si la densité d'états du côté gauche est supérieure à celle du côté droit alors le champ électrique créé et additionné au champ initial appliqué E_{dc} , indique une augmentation de courant ΔJ . Dans le cas contraire, on assiste à une diminution. On comprend aussi qu'à

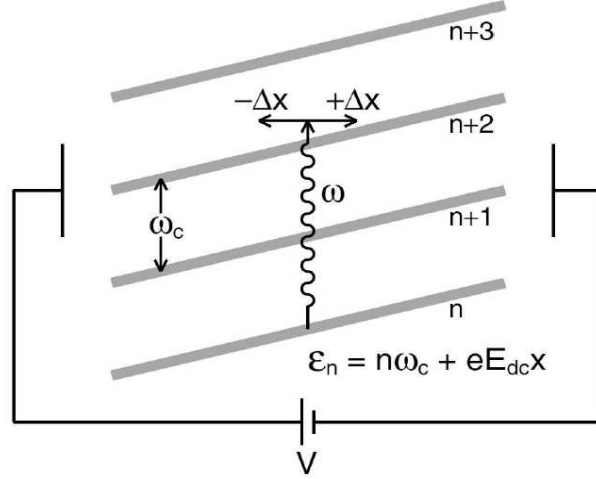


Fig. D.1 Image représentant le mécanisme de création du courant ΔJ induit par une onde électromagnétique. L'énergie E_n est exprimée, dans ce graphe, en considérant la constante $\hbar = 1$. Figure issue de [5].

la résonance cyclotron où $\hbar\omega = \hbar\omega_c$, le courant induit par définition sera nul et seul le courant statique J subsiste. Le courant total est donc la somme du courant J_{dc} créé par le champ électrique E_{dc} et du courant induit par l'excitation électromagnétique (cf équation (F.2)).

$$J_{mesuré} = J_{dc} + \Delta J \quad (\text{D.2})$$

Pour le calcul de ΔJ en présence de désordre, on nomme les états propres normalisés $\Psi_\alpha(\mathbf{r})$ et d'énergie propre E_α . Le nombre d'électrons qui au départ de l'état initial α' subit une collision, et finalement arrive dans une position finale \mathbf{r} est donné par $w_{\alpha'}(\mathbf{r})$ (cf équation (F.3)).

$$w_{\alpha'}(\mathbf{r}) = 2\pi \sum_{\alpha} |\Psi_\alpha(\mathbf{r})|^2 \delta(E_\alpha - E_{\alpha'} - \hbar\omega) |\langle \alpha | eE\hat{x} | \alpha' \rangle|^2 \quad (\text{D.3})$$

où $\langle \alpha | eE\hat{x} | \alpha' \rangle$ est l'élément de matrice de l'opérateur dipôle électrique du champ. Les états initiaux sont occupés selon la fonction de distribution de Fermi $n_F(E_{\alpha'})$, et admettant les états finaux vides, on introduit le coefficient $[n_F(E_{\alpha'}) - n_F(E_\alpha)]$. De la même manière, on nomme par $N(\mathbf{r}, E)$, l'expression locale de la densité d'états incluant le désordre, et de la forme $N(\mathbf{r}, E) = \sum_{\alpha} |\Psi_\alpha(\mathbf{r})|^2 \delta(E - E_\alpha)$. On écrit alors, d'après [5], l'expression du courant induit ΔJ sous la forme littérale donnée à l'équation (F.4).

$$\Delta J_x(\mathbf{R}) = -2\pi e \int dE d^2 \Delta r [n_F(E) - n_F(E + \hbar\omega)] \times N(\mathbf{r}, E + \hbar\omega) N(\mathbf{r}', E) M(r, r') \Delta x, \quad (\text{D.4})$$

On précise que le coefficient $M(r, r') > 0$ est fonction de $|\Delta r|$ mais est totalement indépendant de l'énergie $E, E + \hbar\omega$. Le développement de l'équation (F.4) aboutit sur l'expression (F.5) où $\Delta\sigma_{xx}$ sont les changements induits par les micro-ondes sur σ_{xx}

$$\Delta\sigma_{xx} \sim \left[\frac{\partial(N(\mathbf{r}, E + \hbar\omega)N(\mathbf{r}', E))}{\partial\Delta x} \right]_{\mathbf{R}} \quad (\text{D.5})$$

Pour la suite, on rappelle que l'approximation de la densité d'état comme une simple fonction oscillatoire peut prendre la forme :

$$N(E, B) \approx 1 + 2 \exp\left(\frac{-2\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c}\right), \quad (\text{D.6})$$

mais dans le but de simplifier les calculs on utilisera l'écriture suivante (D.7),

$$N(E) = N_0 + N_1 \cos\left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c}\right) \quad (\text{D.7})$$

Finalement si on considère ω/ω_c très grand devant N_0/N_1 , $\Delta\sigma_{xx}$ prend la forme :

$$\Delta\sigma_{xx} \propto -\sin\left(\frac{2\pi\omega}{\omega_c}\right) \quad (\text{D.8})$$

Étant donné les variations très faibles des ces oscillations, on peut supposer que la conductivité σ_{xy} n'est pas vraiment sensible aux radiations électromagnétiques. Cependant les mesures de L.A. Dmitriev [4] ont observé le phénomène des MIROs similaire sur R_{xy} ce qui vient contredire cette hypothèse. L'étude de A. C. Durst [5] utilise la conductivité pour son analyse mais on sait que $\sigma_{xx} \sim \rho_{xx}/\rho_{xy}^2$. Connaissant le comportement de σ_{xx} , on en déduit théoriquement, d'après (D.8), la période et la phase des MIROs. On remarque en étudiant ce modèle que la notion de désordre est indispensable pour l'observation de ces magnéto-oscillations, et on voit qu'elle est essentielle dans la quasi totalité des modèles étudiés.

Annexe E

Modèle d'absorption des micro-ondes

Dans cette partie, nous développons un modèle phénoménologique pour décrire le processus d'absorption des micro-ondes dans un GE2D. Pour ce faire, nous utilisons les définitions et propriétés des GE2D en champ magnétique, récapitulées dans le chapitre d'introduction. Nous avons besoin pour cela de définir une excitation micro-onde d'énergie $\hbar\omega$, d'utiliser l'expression de la densité d'état électronique $g(E)$ dans le régime de faible champ magnétique décrite à la relation (1.25), et enfin de prendre la fonction de distribution de Fermi-Dirac classique $f(E)$. Ce modèle est décrit pour de faibles valeurs de champs magnétiques, de manière à pouvoir effectuer par la suite une comparaison avec le phénomène des MIROs, fortement lié aux processus d'absorption des micro-ondes

Nous avons vu en introduction, que le procédé d'absorption d'un GE2D en champ magnétique excité par une énergie micro-onde $\hbar\omega$, était optimal lorsque cette énergie était égale à $\hbar\omega_c$, l'écart d'énergie entre deux niveaux de Landau de la même BC (ou BV). Afin de comptabiliser toutes les transitions possibles, il est également nécessaire de prendre en considération les procédés de relaxation entre les niveaux de Landau excités et les niveaux fondamentaux. Ainsi, on peut définir l'absorption micro-onde en deux grandes phases ; la première phase étant liée aux transitions dues à l'excitation micro-onde directe d'énergie $\hbar\omega$ entre deux états d'énergie, puis la seconde phase due à la relaxation de ces états d'énergie excités vers les états fondamentaux. Pour ce qui est de la première phase, les processus d'absorption $Abs1$ se traduisent par la probabilité d'envoyer les électrons contenus sur les niveaux d'énergie fondamentaux $g(E)f(E)$, sur des états d'énergies vides $g(E + \hbar\omega)[1 - f(E + \hbar\omega)]$ ce qui se traduit mathématiquement par l'expression (E.1) ci-dessous.

$$Abs1 = \int dE g(E)g(E + \hbar\omega)f(E)[1 - f(E + \hbar\omega)] \quad (E.1)$$

De la même manière, le procédé de relaxation est fonction de la probabilité que les

électrons contenus sur l'état excité $g(E + \hbar\omega)f(E + \hbar\omega)$, recombinent avec les trous sur les états d'énergie fondamentaux $g(E)[1 - f(E)]$, ce qui se traduit par le procédé d'absorption secondaire $Abs2$, donné à la relation E.2.

$$Abs2 = \int dE g(E + \hbar\omega)g(E)f(E + \hbar\omega)[1 - f(E)] \quad (E.2)$$

A partir des expressions (E.1) et (E.2), on définit alors le procédé total d'absorption comme la différence entre les transitions engendrées par l'excitation micro-onde $\hbar\omega$, et les pertes dues aux relaxations, ce qui permet d'aboutir à la relation (E.3) générale ci-dessous.

$$Absorption \sim \int dE \{g(E)g(E + \hbar\omega)[f(E) - f(E + \hbar\omega)]\} \quad (E.3)$$

Le résultat de ce calcul donne la représentation de la figure (E.1) pour des niveaux de Landau de différentes largeurs.

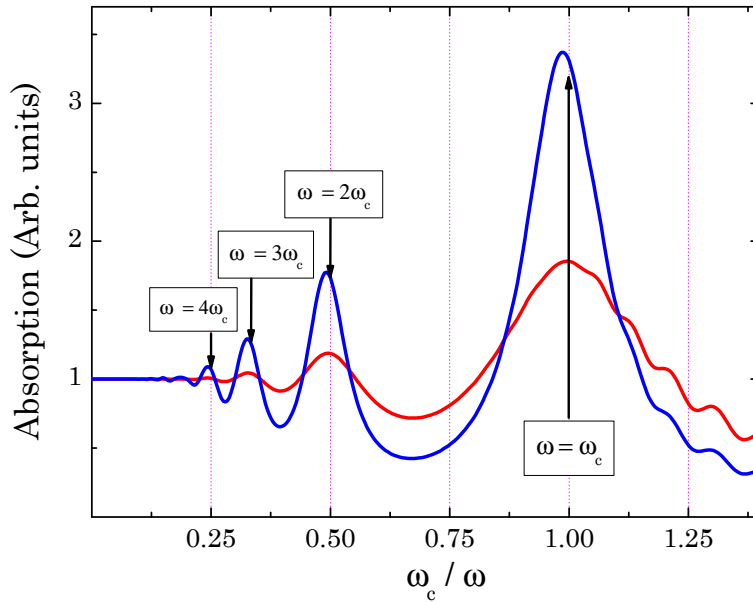


Fig. E.1 Simulation d'une absorption d'énergie $\hbar\omega = 0.246$ meV (100 GHz) pour $\Gamma_{LL} = 0.04$ meV (courbe rouge) et $\Gamma_{LL} = 0.02$ meV (courbe bleue).

On observe à partir des résultats de simulations que l'absorption la plus prononcée correspond à la condition résonante $\hbar\omega = \hbar\omega_c$, c'est-à-dire pour une transition directe entre deux niveaux de Landau les plus proches. D'un autre côté, des absorptions micro-ondes secondaires apparaissent lorsque $\hbar\omega = n\hbar\omega_c$, où n est un entier différent de 0, ce qui signifierait que les transitions tous les n niveaux de Landau sont possibles, avec très peu de probabilité d'absorption lorsque n devient grand. Ces harmoniques sont d'autant plus marquées que la qualité du GE2D est excellente ($\Gamma_{LL} \rightarrow 0$), comme on peut

le voir sur cette même figure (E.1) pour deux valeurs de Γ_{LL} différentes.

Le modèle d'absorption des micro-ondes décrit jusqu'à maintenant considère basiquement toutes les transitions possibles quel que soit le vecteur d'onde k d'un état occupé vers un état vide et par conséquent oublie les règles de sélection optique qu'on peut mathématiquement décrire comme $\delta(E, E \pm \hbar\omega)$, ce qui donne une nouvelle description de l'absorption totale décrite à la relation (E.4).

$$Absorption \sim \int dE \delta(E, E \pm \hbar\omega) \{g(E)g(E + \hbar\omega)[f(E) - f(E + \hbar\omega)]\} \quad (E.4)$$

On notera que la description conventionnelle de l'absorption micro-onde par un GE2D réduit l'effet bien connu d'absorption de la résonance cyclotron électronique, lié aux propriétés du GE2D en champ magnétique où un électron en champ magnétique absorbe une énergie micro-onde lorsque celle-ci est égale à sa fréquence cyclotron. La condition résonante s'obtient à partir du modèle de Drude et selon l'expression de la conductivité longitudinale donnée en (E.5).

$$Abs(\omega) = \frac{1}{2}|E_0|^2 \Re(\sigma_{xx}) = \Re(\sigma_{xx}) = \sigma_0 \cdot \Re \left\{ \frac{i\omega\tau_{cr} + 1}{(i\omega\tau_{cr} + 1)^2 + (\omega_c\tau_{cr})^2} \right\} \quad (E.5)$$

En prenant $E_0 = \sqrt{2}$, on aboutit à la relation simplifiée (E.6) et bien connue où σ_0 est la conductivité statique.

$$Abs(\omega) \simeq \sigma_0 \cdot \left[\frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 \tau_{cr}^2 + 1} + \frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 \tau_{cr}^2 + 1} \right] \quad (E.6)$$

Les résonances $+\omega_c$ et $-\omega_c$ correspondent aux deux sens opposés d'une polarisation circulaire. Une étude développée par Palik et Furdyna [6] dans les années 70 a montré que le signe + correspondait à un champ polarisé circulairement et tournant dans le même sens que les particules négatives. Cette résonance est traditionnellement appelée résonance cyclotron active(RCA)et inversement résonance cyclotron inactive(RCI) dans le cas des trous. Finalement, la résonance cyclotron électronique engendre une absorption Abs_{CR} avec les propriétés d'une fonction Lorentzienne, dont l'expression est donnée en (E.7) et où Γ_{cr} est la largeur à mi-hauteur de la fonction.

$$Abs_{CR} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\hbar\omega - \hbar\omega_c}{\Gamma_{cr}} \right)^2} \quad (E.7)$$

Le terme Γ_{cr} dépend une fois encore de la mobilité des électrons dans le GE2D. Dans le cas d'une forte mobilité, l'absorption au champ magnétique résonant tend dans le cas

idéal vers une fonction de Dirac.

On inclut par conséquent les règles de sélection optique en remplaçant $\delta(E, E \pm \hbar\omega)$ par Abs_{CR} dans l'expression (E.4), d'où la relation finale donnée en (E.8).

$$Abs_{total} = \gamma \frac{1}{1 + \left(\frac{\hbar\omega - \hbar\omega_c}{\Gamma_{cr}}\right)^2} \cdot \int dE \{D(E)D(E + \hbar\omega)[f(E) - f(E + \hbar\omega)]\} \quad (E.8)$$

avec γ un coefficient de proportionnalité (cf. figure (E.2)). La représentation de l'absorption totale en fonction du champ magnétique est équivalente au modèle théorique plus compliqué décrit par L.A. Dmitriev [4] comme le montrent les deux représentations comparatives de la figure (E.2).

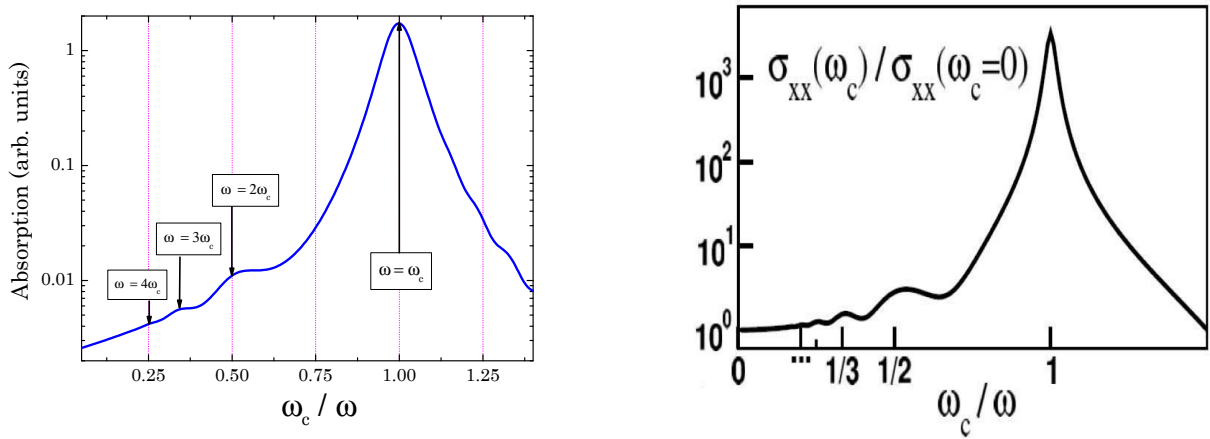


Fig. E.2 A gauche : calcul théorique de l'absorption totale en tenant compte des règles de sélection avec $\gamma = 1$, $\Gamma_{cr} = 0.02meV$ et $\Gamma_{LL} = 0.04meV$. A droite : calcul de la conductivité σ_{xx} sous irradiation micro-onde d'après L.A. Dmitriev[4].

Les replicas, ou aussi les harmoniques de la résonance cyclotron, n'existent que pour des valeurs de Γ_{cr} suffisamment grandes. En tenant compte des grandeurs caractéristiques de Γ_{cr} , seuls les harmoniques les plus proches de $B = B_{res}$ sont susceptibles d'être observable. L'étude théorique de Dmitriev [4] est cohérente avec notre modèle et montre de la même manière des maxima d'absorption secondaires comme on peut le voir sur la figure (E.2).

Annexe F

Rappels sur les cavités EM

Une cavité électromagnétique est un conducteur fermé de tous côtés et qui peut être soit creux, c'est-à-dire rempli d'air ($\epsilon_r = 1$), soit rempli d'un diélectrique de permittivité relative différente de 1 selon les matériaux. L'intérêt principal de tels systèmes est que les ondes progressives monochromatiques ne peuvent s'y propager et qu'uniquement les ondes stationnaires pour certaines fréquences discrètes sont mathématiquement autorisées. Ces fréquences résonantes, ou encore modes propres, sont nommées généralement à l'aide de trois indices ω_{nmr} , qui dépendent de la géométrie de la cavité étudiée, et le calcul de ceux-ci se révèlent plus ou moins complexe selon les cas. Pour trouver explicitement les fréquences propres de la cavité résonante ainsi que la configuration des champs constituant chaque mode oscillatoire, la résolution de l'équation (F.1) de Helmholtz pour une des composantes de E et de B ainsi que des changements de référentiels sont parfois nécessaires.

En effet pour aboutir aux expressions que je vais citer, il faut repartir des expressions fixées dans les années 1860 par Maxwell suite aux travaux d'Ampère et Faraday. Ces quatre célèbres équations combinées sous certaines conditions permettent la détermination de l'équation (F.1) de Helmholtz bien connue aujourd'hui, et qui énonce la propagation d'une onde monochromatique, de pulsation ω , dans un milieu infini sans charge ni courant. Celle-ci s'exprime pour les composantes longitudinales E_z et B_z de la même manière (cf équation (F.1)).

$$\nabla_{\perp}^2 \cdot E_z + k_c^2 E_z = 0 \quad (\text{F.1})$$

Dans un milieu spatialement fini, la solution de cette équation donne des valeurs discrètes de k_c qui correspondent chacune à un mode de propagation propre. Les conditions aux limites de l'équation (F.1) déterminent les solutions finales. En posant $\lambda = v/\nu, \lambda_g = 2\pi/\beta$ (β : exposant de propagation) et $\lambda_c = 2\pi/k_c$ et avec $k_c^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \beta^2$, on obtient une

onde guidée qui se comporte comme un filtre passe-haut et dont la relation de dispersion est donnée par l'équation (F.2) et représentée sur le graphe (F.1) ci-dessous.

$$\beta = \omega \sqrt{\mu\epsilon} \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad (\text{F.2})$$

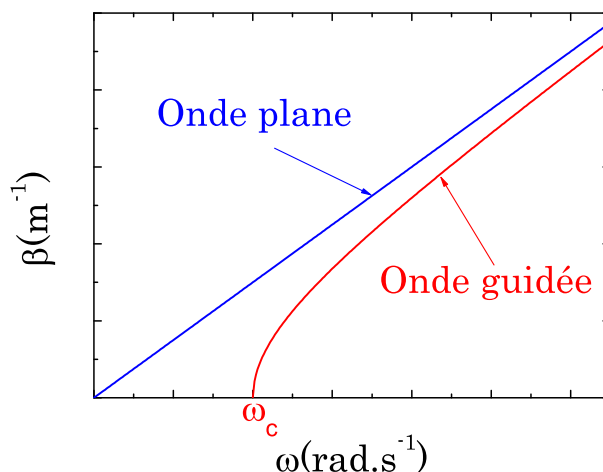


Fig. F.1 Courbe de dispersion d'un guide de fréquence de coupure ω_c

Les ondes EM guidées ne sont pas toujours transverses c'est-à-dire que les champs électriques et magnétiques ne sont pas nécessairement perpendiculaires à la direction de propagation z , c'est pourquoi afin de les distinguer, on utilise certaines notations qui sont brièvement répertoriées ci-dessous.

Mode TEM ou encore Transverse Electrique et Magnétique : Les champs \vec{B} et \vec{E} sont perpendiculaires à la direction de propagation z . Ce type de mode est fréquent dans les guides d'onde de type cylindrique comme les câbles coaxiaux et ont les mêmes propriétés qu'une onde se propageant dans le vide.

Mode TM ou Transverse Magnétique : Le champ \vec{B} est perpendiculaire à la direction de propagation, mais $E_z \neq 0$. Ce mode est aussi appelé onde de *type E* car seule \vec{E} possède une composante longitudinale

Mode TE ou Transverse Electrique : Inversement au mode précédent, le champ \vec{E} est perpendiculaire à la direction de propagation, mais $B_z \neq 0$. Ce mode est aussi appelé onde de *type H* car seule \vec{B} possède une composante longitudinale.

Les modes TE et TM font généralement intervenir une fréquence de coupure en dessous de laquelle la propagation n'est pas autorisée (cf figure (F.1)). Ainsi pour une fréquence donnée ω , on peut avoir plusieurs modes. Dans une cavité résonante, le principe de propagation et de notations s'illustre de la même manière et les solutions propres sont obtenues en fermant l'extrémité du guide d'onde pour l'obtention du volume fermé.

F.0.1 Modes résonants dans une cavité cylindrique

Pour garder le lien avec le thème de ce chapitre, on peut assimiler ce type de cavité au dispositif expérimental décrit par Seck [7]. En prenant a le rayon du cylindre et h sa hauteur, les expressions des modes propres obtenus, en résolvant les équations de propagation en coordonnées cylindriques pour les modes TE_{nmr} et TM_{nmr} , sont données en (F.4). Soit β , dans ce cas, solution de (F.3),

$$\beta^2 = \omega^2 \sqrt{\mu\epsilon} - p_{nm}^2 \quad (\text{F.3})$$

avec p_{nm} solution respectivement de $J_m'(p_{nm} \cdot a) = 0$ pour les modes TE_{nm} et $J_m(p_{nm} \cdot a) = 0$ pour les modes TM_{nm} . Je rappelle que $J_m(x)$ est la fonction de Bessel du premier ordre et $J_m'(x)$ sa dérivée première.

Les fréquences de résonances ainsi associées à chacun des modes s'écrivent dans le cas par exemple d'un mode TE de la forme (F.4) avec $p_{nm} \cdot a = x'_{n,m}$,

$$TE_{nmr} = v \cdot \sqrt{\frac{x'_{n,m}}{a} + \frac{r}{2h}} \quad (\text{F.4})$$

où v , dans le vide, est égale à la célérité de la lumière soit $2.998 \cdot 10^8 m \cdot sec^{-1}$.

F.0.2 Modes résonants dans une cavité rectangulaire

Contrairement à précédemment, ce type d'étude peut correspondre typiquement aux modes résonants de la couche active de notre échantillon ce qui peut se traduire d'après la figure (F.2) à $b \rightarrow 0$.

L'étude théorique de la cavité rectangulaire se révèle être plus simple que dans le cas cylindrique ou encore circulaire grâce aux différents changements de repère (cartésien, cylindrique ou sphérique). Pour ce type de cavité, on utilisera un référentiel cartésien dont les axes et dimensions sont schématisées sur la figure (F.2) où on considère un guide rectangulaire de section $a \times b$ et de longueur c dirigée selon l'axe de propagation du champ électrique z . Dans le cas d'une permittivité relative correspondant au vide (cavité creuse), les fréquences de résonances sont données par la relation (F.5) suivante :

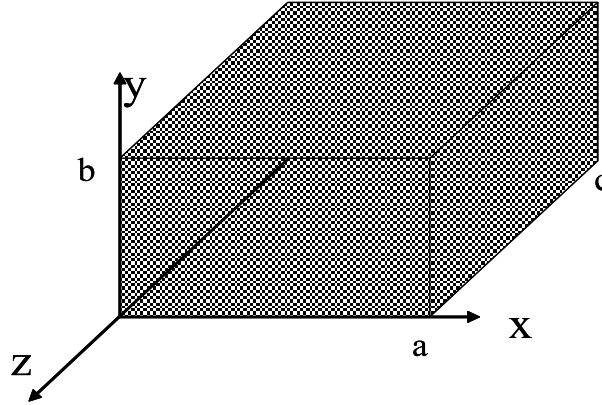


Fig. F.2 Guide rectangulaire de section $a \times b$. La propagation se fait sur l'axe z .

$$f_{m,n,p} = \frac{v}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \quad (\text{F.5})$$

où m , n et p sont les indices des modes à l'intérieur de la cavité. Dans ce type de cavité, on peut exciter un mode particulier appelé mode dominant et qui répartit l'énergie EM comme illustré sur la figure (F.3).

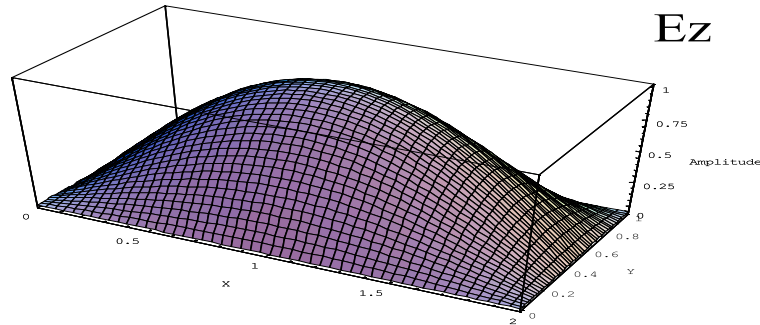


Fig. F.3 A titre d'exemple : représentation de la composante E_z pour le mode dominant de la cavité rectangulaire. Le maximum d'énergie est localisé au coeur de la cavité.

Dans notre cas, la partie active de notre échantillon est ancrée dans le GaAs et la permittivité diélectrique est donc différente de 1 et avoisine 10.9. Cela a pour conséquences de modifier considérablement la réponse de l'ensemble du système et on retrouve le cas énoncé dans le chapitre d'introduction concernant les plasmons et sous champs magnétiques les magnétoplasmons. Les modes propres ainsi excités sont rappelés par la relation (F.6) suivante :

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi^2 n_e^2 e^2}{m^* \epsilon W} \quad (\text{F.6})$$

avec n_e la concentration électronique, m_e^* la masse effective et W la largeur de notre échantillon. On définira par la suite le vecteur d'onde $q = N\pi/W$ en mm^{-1} où N prend des valeurs discrètes $0, 1, 2, \dots$

Annexe G

Étalonnage du champ magnétique

En combinant à la fois une résistance de Allen Bradley et du DPPH présentés au paragraphe 2.5, nous pouvons effectuer à la fois un étalonnage du champ magnétique et de la fréquence micro-onde. En effet, si la valeur très précise du facteur g dans le DPPH ainsi que la fréquence des micro-ondes générée sont connues, nous sommes en mesure de calculer la valeur du champ magnétique résonant correspondant à la condition (G.1) ci-dessous, où E est l'énergie micro-onde et μ_B le magnéton de Bohr, égal en unité d'énergie à 0.0576 meV/T .

$$E[\text{meV}] = g\mu_B B[\text{T}] \quad (\text{G.1})$$

Des mesures ont donc été entreprises dans le but de mesurer la résistance en champ magnétique et sous irradiation micro-ondes d'une fréquence de 95 GHz, ce qui donne théoriquement un champ magnétique résonant de 3.40 T. Pour cela, un programme utilisant le logiciel Labview a été mis au point spécifiquement pour tracer en temps réel, les variations de la résistance en fonction du champ magnétique. De plus, des balayages en champ magnétique montant (sweep up), puis descendant (sweep down) ont été pratiqués, afin de s'affranchir de l'hystérésis et connaître la position exacte du pic de résistivité résonant, en effectuant notamment une moyenne entre les deux maxima. Nous présentons ci-dessous quelques mesures obtenues pour différentes vitesses de balayage en champ magnétique et une fréquence micro-ondes de 95 GHz. Les figures (G.1) à (G.3) révèlent, dans un premier temps, des réponses montrant clairement deux résonances distinctes et situées au champ magnétique résonant calculé théoriquement. D'un autre côté, selon la vitesse de balayage en champ magnétique, la distance qui sépare les deux maxima devient de plus en plus conséquente, ce qui permet le tracé de la figure (G.3) à droite, où sont représentés les écarts Δ en fonction des vitesses de balayage (sweep). On remarque que plus la vitesse est élevée plus les écarts dévient du régime quasi linéaire observé pour des vitesses plus faibles. En effet, pour des faibles vitesses de balayage, on estime d'après la

caractéristique obtenue, qu'un "facteur 10" relie le dB/dt par rapport à Δ , autrement dit que par exemple pour une vitesse de 10 mT/min, l'écart est ~ 1 mT.

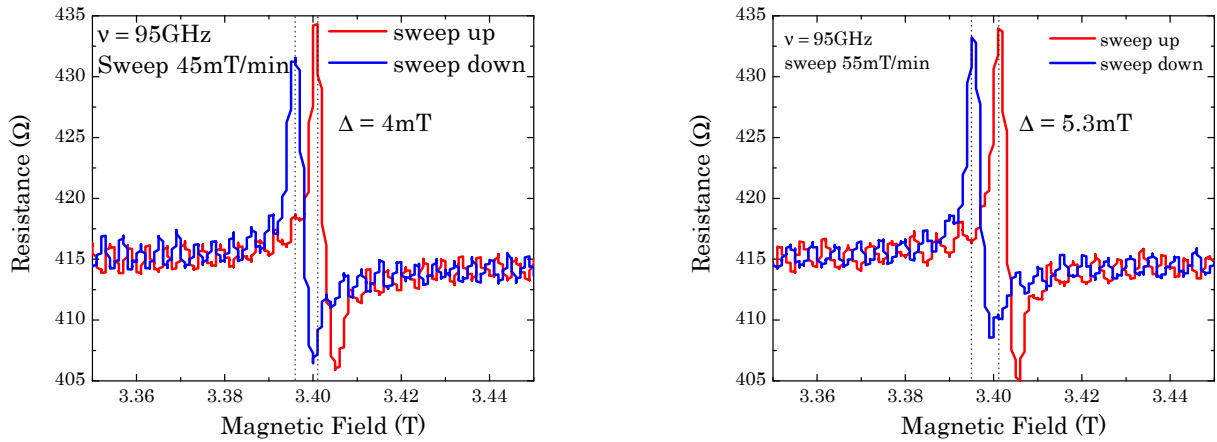


Fig. G.1 Mesures de la résistance Allen Bradley en fonction du champ magnétique et sous irradiation micro-ondes de fréquence $\nu = 95$ GHz.

Au cours de toutes nos expérimentations, les vitesses de balayage choisies n'excédaient jamais 50 mT, afin de réduire au maximum les incertitudes sur les échelles en champ magnétique. Pour conclure, toutes les échelles en champ magnétique des mesures présentées dans ce mémoire ont donc été corrigées, à la fois pour la valeur connue de l'hystérésis, mais aussi en fonction de la vitesse de balayage du champ magnétique afin d'avoir la meilleure précision possible sur nos résultats expérimentaux. De plus, ces mesures préliminaires ont également permis de vérifier la valeur de la fréquence micro-onde générée par la diode Gunn.

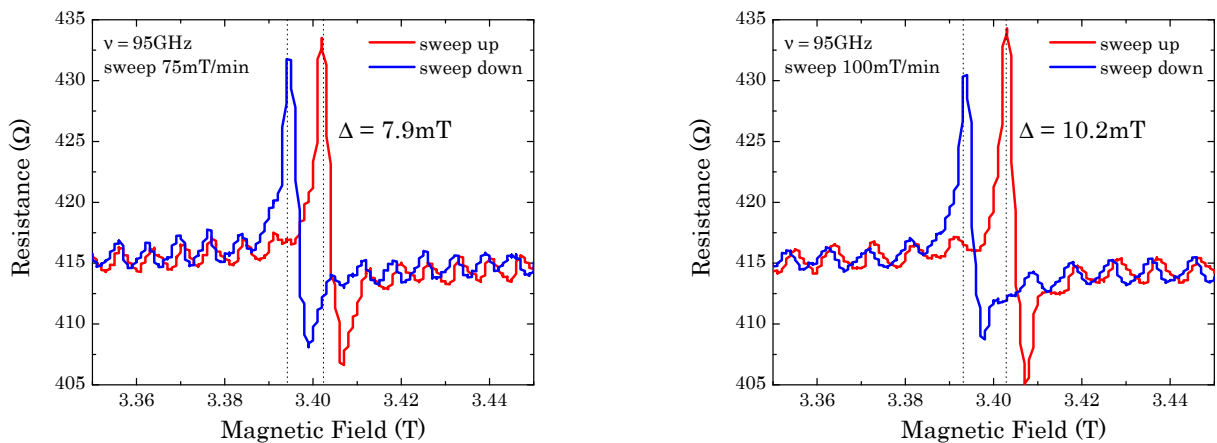


Fig. G.2 Mesures de la résistance Allen Bradley en fonction du champ magnétique et sous irradiation micro-ondes de fréquence $\nu = 95$ GHz.

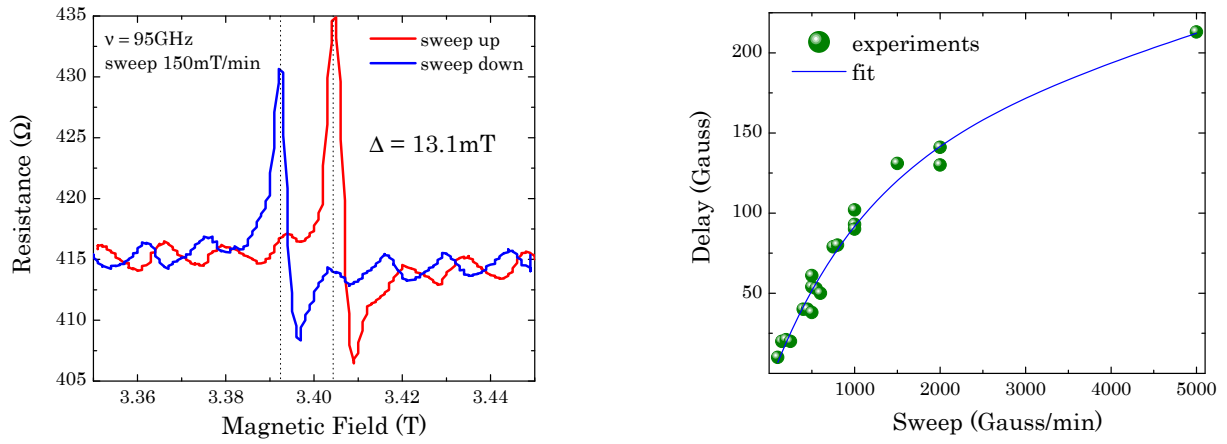


Fig. G.3 A gauche : mesures de la résistance Allen Bradley en fonction du champ magnétique et sous irradiation micro-ondes de fréquence $\nu = 95 \text{ GHz}$. A droite : variation du décalage en champ magnétique généré en fonction de la vitesse de balayage dB/dt .


```

*****
'
                                SOUS-PROG MESURE
*****
Sub Mes_TrigExt(i,ExpVB,winds,Nb_spectre_Max,km,lm)
expVB.setparam EXP_FILEACCESS, EXPFA_APPEND ' Append on new data file
For i = 1 To Nb_spectre_Max
' Acquisition sur les fronts descendants
  ExpVB.SetParam EXP_DATFILENAME, "graphe_SANS.spe"
  Dim sheet2: Set sheet2 = CreateObject("WinX32.PTGSetupUI")
  sheet2.SetExtTrigSlope NEGATIVE_SLOPE ' Déclenchement sur les fronts
descendants
  sheet2.SetContPulseWidth km
  sheet2.SetPulsesPerExposure lm
  Sheet2.SetContPulseDelay de
  sheet2.Download
  Set sheet2 = Nothing
  Dim doc1: Set doc1 = ExpVB.Start2()
  ExpVB.SetParam EXP_ACCUMS, 3 'Nombre d'accumulations
  ExpVB.WaitForExperiment
  Dim Wnd1: Set Wnd1 = doc1.GetWindow
  Wnd1.SetParam DI_NEEDAUTO, 1 ' Echelle automatique
  ' Acquisition sur les fronts montants
  ExpVB.SetParam EXP_DATFILENAME, "graphe_AVEC.spe"
  Dim sheet3: Set sheet3 = CreateObject("WinX32.PTGSetupUI")
  sheet3.SetExtTrigSlope POSITIVE_SLOPE ' Déclenchement sur les fronts montants
  sheet3.SetContPulseWidth km
  sheet3.SetPulsesPerExposure lm
  Sheet3.SetContPulseDelay de
  sheet3.Download
  Set sheet3 = Nothing
  Dim doc2: Set doc2 = ExpVB.Start2()
  ExpVB.SetParam EXP_ACCUMS, 3 'Nombre d'accumulations
  ExpVB.WaitForExperiment
  Dim Wnd2: Set Wnd2 = doc2.GetWindow
  Wnd2.SetParam DI_NEEDAUTO, 1 ' Echelle automatique

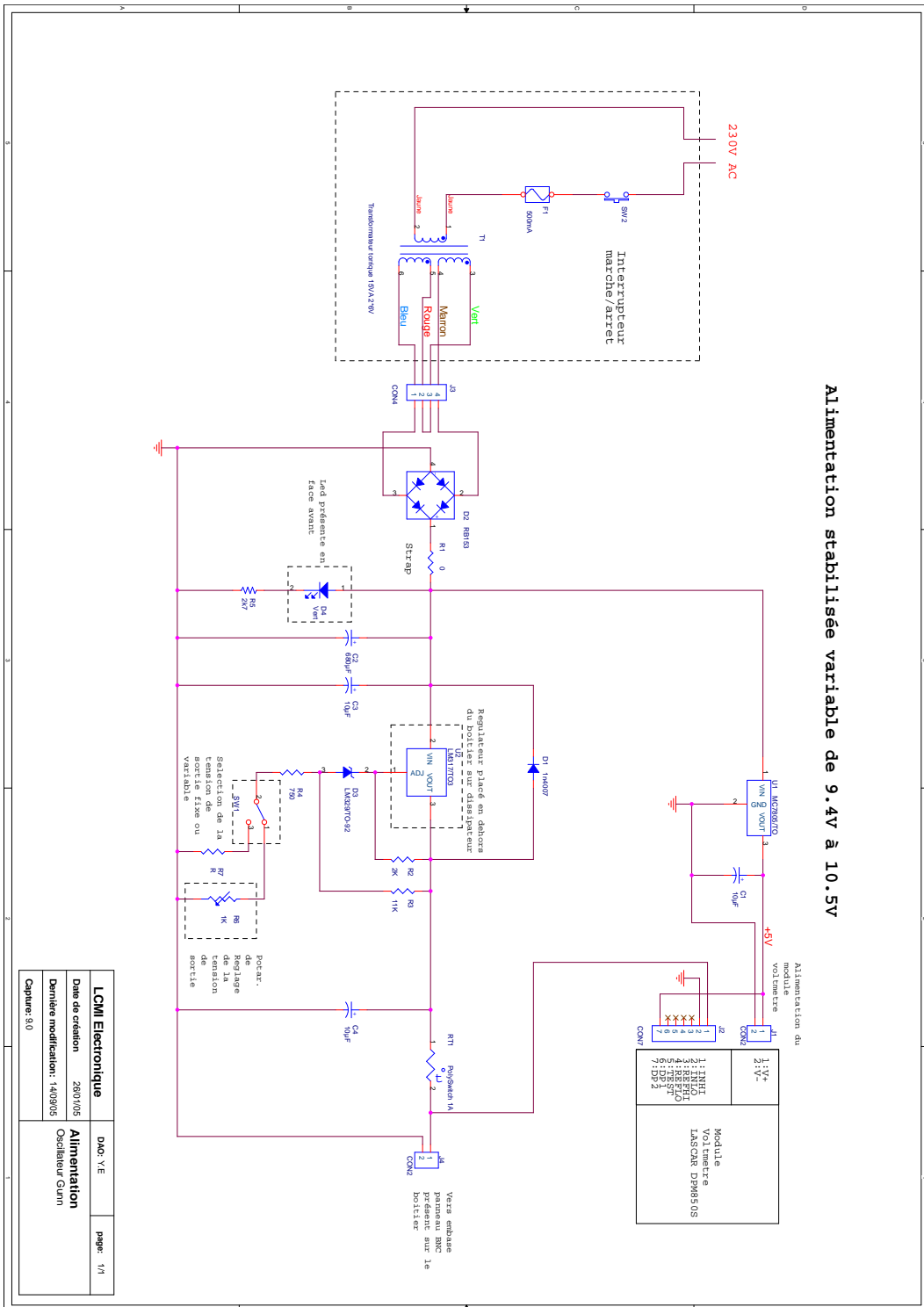
  Winds.Tile False ' tile vertical
Next
MsgBox "fin de la mesure",vbInformation
End Sub

*****
'
                                SOUS-PROG ERREUR
*****
Sub erreur(i)
Select Case i
  Case 0
    MsgBox " La valeur doit être différente de zéro!!!",vbInformation

  End Select
End Sub

```

H.2 Schéma électronique du boîtier d'alimentation (diode Gunn)



Bibliographie

- [1] Das Sarma, S. Pinczuk, A. (eds) Perspectives on quantum Hall Effects (Wiley, New York, 1996)
- [2] W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242-1244 (1961)
- [3] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Nature*, **402**, 409-412 (24 January 2002)
- [4] L.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, and D.G.Polyakov, I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
- [5] A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
- [6] E. D. Palik and J. K. Furdyna, *Rep. Prog. Phys.* **33** (1970). 1193.
- [7] M. Seck, M. Potemski, and P. Wyder, *Phys. Rev. B* **56**, 7422 (1997)

Résumé

Nous rapportons une étude des effets induits par les micro-ondes sur un GE2D de haute mobilité au moyen de mesures de magnéto-photoluminescence (PL). Nous montrons que pour des fréquences micro-ondes élevées, l'unique absorption résonante est attribuée à la résonance cyclotron électronique, mais que pour des gammes de fréquences plus faibles, des pics d'absorption supplémentaires apparaissent et rendent la compréhension des effets induits plus complexe. Le sondage des propriétés des GE2D en champ magnétique sous irradiation micro-ondes, permet de connaître la distribution en énergie des porteurs de charge et de mettre en évidence les fortes augmentations de la température électronique mais également de celle des trous. Nous montrons que les micro-ondes contribuent à une modification de la fonction de distribution électronique, à l'apparition d'absorptions secondaires comme l'harmonique de la résonance cyclotron, mais aussi à très faible énergie micro-ondes, à l'existence de magnéto-plasmons. Finalement, nous discutons la contribution de l'ensemble des effets observés sur le phénomène des MIROs.

Mots Clés : puits quantique, gaz électronique bidimensionnel, résonance cyclotron, photoluminescence, micro-ondes.

Abstract

We report on a study of microwaves-irradiated high mobility two dimensional electron gas by means of magneto-photoluminescence (PL) measurements. We show at high microwave frequencies only one resonant absorption attributed to electronic cyclotron resonance, but at lower frequencies, additional peaks appear, suggesting more complex phenomena. The optical probing of the properties of a 2DEG in magnetic field allows to find the energy distribution of carriers and thus to show a strong increase of electron and hole temperatures. We show that microwaves contribute to a modification of the electronic distribution function, the appearance of secondary absorptions like the harmonic of the cyclotron resonance, but also at lowest microwaves energy to the existence of magneto-plasmons. Finally, we discuss the contribution of the observed effects on MIROs phenomenon.

Key words : quantum well, two dimensional electron gas, cyclotron resonance, photoluminescence, microwaves.

